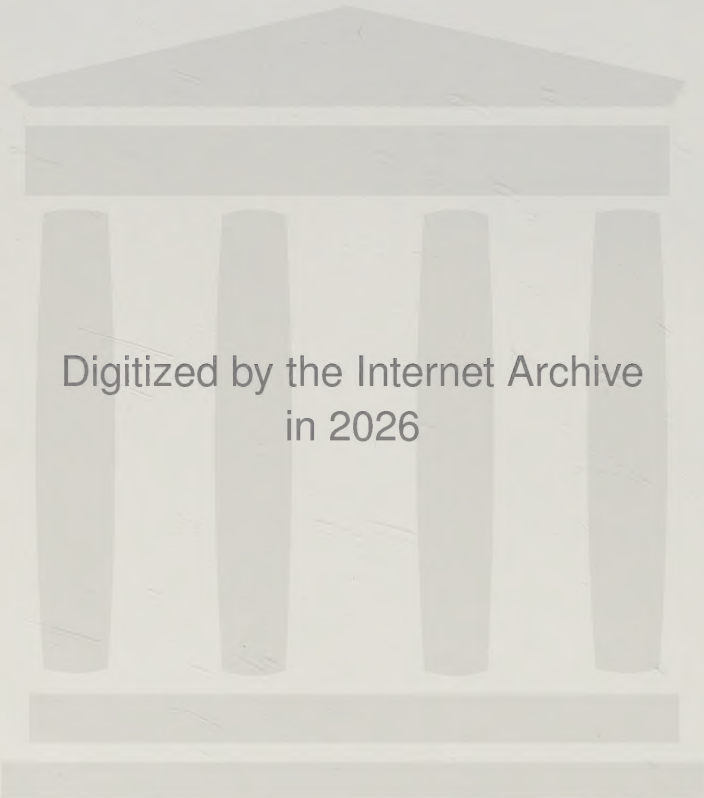


Messung der Depolarisation
der Reaktion $^{27}\text{Al} (\vec{p}, \vec{p}.) ^{27}\text{Al}$
zur Untersuchung des Spin-Spin-Potentials

von
Herbert Lö h
aus
Nürnberg

1981



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546216_0075

Messung der Depolarisation
der Reaktion $^{27}\text{Al} (\vec{p}, \vec{p}.) ^{27}\text{Al}$
zur Untersuchung des Spin-Spin-Potentials

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt
von
Herbert Löh
aus
Nürnberg

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaft-
lichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung:

31. Juli 1981

Vorsitzender der Promotionskommission:

Professor Dr. H. Wegener

Erstberichterstatte:

Professor Dr. E. Finckh

Zweitberichterstatte:

Professor Dr. A. Hofmann

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
1. Einleitung	2
2. Das Experiment	8
2.1 Durchführung von Doppelstreuexperimenten	8
2.2 Das Erlanger QD-Magnetspektrometer	13
2.2.1 Die Streukammer	13
2.2.2 Dipol- und Quadrupolmagnet	16
2.2.3 Das ^4He -Hochdruckpolarimeter	17
2.3 Auswahl des Targets	19
2.4 Bestimmung der Strahlpolarisation und Wahl der Einschüßenergie	20
2.5 Bestimmung der Polarisation der gestreuten Teilchen	21
2.6 Bestimmung der effektiven Analysier- stärke des ^4He -Polarimeters	26
2.7 Auswertung der Polarimeter-Spektren	26
2.8 Messung der Analysierstärkewinkelverteilung und des differentiellen Wirkungsquerschnitts	28
3. Theorie	31
3.1 Das Optische Modell	31
3.2 Der Depolarisationsparameter	32
3.3 Compoundkernreaktionen	34
3.4 Der Quadrupolspinflip	40
4. Analyse der Daten	42
4.1 Bestimmung der Optischen Modell Parameter	42
4.2 Berechnung des Compoundanteils an der Depolarisation	49
4.3 Ermittlung des Quadrupolspinflip-Beitrags zur Depolarisation	51
4.4 Untersuchung der Spin-Spin-Potentiale	54
4.5 Schlußbemerkung	57
Literaturverzeichnis	58

Zusammenfassung

Für die Untersuchung der Spin-Spin-Wechselwirkung im Optischen Potential wurde die Depolarisation bei der elastischen Streuung von polarisierten Protonen gemessen. Die Doppelstreuexperimente wurden im Winkelbereich 40° - 110° bei einer Einschussenergie von 10.35 MeV am Erlanger QD-Magnetspektrometer durchgeführt. Die Festlegung der von den Spin-Spin-Potentialen unabhängigen Optischen Modell Parameter erfolgte über die Anpassung derselben an die Observablen $\langle \sigma_A \rangle$ und σ^{di} . Diese wurden aus einer Messung der Winkelverteilung der Analysierstärke und des differentiellen Wirkungsquerschnitts in der 4π -Streukammer für die Reaktion $^{27}\text{Al}(\vec{p}, p_0)$ bei derselben Energie gewonnen. Die bei dieser Energie vorhandenen Compoundbeiträge, die auch die Depolarisation beeinflussen können, wurden durch die Berechnung der compound-elastischen-nonspinflip- bzw. -spinflip Unterwirkungsquerschnitte mittels des Formalismus von Hofmann, Richert, Tepel und Weidenmüller berücksichtigt. Da der Targetkern ^{27}Al im Grundzustand einen Spin $I=5/2$ besitzt, mußte auch der mögliche Quadrupolspinflip in die Analysen mit einbezogen werden. Dies erfolgte durch Coupled-Channel-Rechnungen. Die bezüglich Compoundbeiträgen und Quadrupoleffekten korrigierten Depolarisationsdaten konnten nun zur Untersuchung der Spin-Spin-Potentiale mittels DWBA-Rechnungen herangezogen werden. Als Ergebnis stellte sich heraus, daß zur Beschreibung der experimentellen Daten ein sphärisches Spin-Spin-Potential der Stärke $V_{SS}=1.5 \pm 0.3$ MeV angenommen werden mußte. Für die Hinzunahme eines Tensorterms ergab sich jedoch keine Notwendigkeit.

1. Einleitung

Die elastische Streuung von Nukleonen an Targetkernen mit Spin = 0 wird üblicherweise mit Hilfe des Optischen Modells beschrieben. Als Potentialansatz verwendet man dafür ein Coulombpotential, ein Zentralpotential, bestehend aus reellem und imaginärem Term, und ein Spin-Bahn-Potential von der Form $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ($\vec{l}$ = Bahndrehimpuls-, $\vec{s}$ = Spin-Operator des Nukleons). Findet die Streuung an einem Kern mit Spin $\neq 0$ statt, so können außerdem noch die sogenannten Spin-Spin-Kräfte auftreten. Diese haben ihren Ursprung in der Wechselwirkung von Targetspin mit dem Spin des gestreuten Teilchens. Ihre Existenz wurde erstmalig 1960 von Feshbach (Fesh 60) vorgeschlagen. Im Optischen Potential wird die Spin-Spin-Wechselwirkung durch Einführung eines sphärischen Potentials und eines Tensorpotentials berücksichtigt. Der Einfluß dieser Spin-Spin-Kräfte ist in den letzten Jahren Gegenstand mehrerer Untersuchungen gewesen. Im wesentlichen handelt es sich dabei um zwei Meßmethoden, die Messung des totalen Spin-Spin-Wirkungsquerschnittes bei Streuung von polarisierten Nukleonen an polarisierten Targets und die Bestimmung der Polarisationstransferkoeffizienten (Wol 54, Ohl 72). Diese erhält man bei der Durchführung von Doppelstreuexperimenten mit polarisierten Teilchen, wobei die Polarisation der Nukleonen vor und nach der Streuung untersucht wird. Es stehen die folgenden Observablen zur Verfügung (die Streuebene liege horizontal):

Die Depolarisation gibt Aufschluß über die Änderung der Polarisation bei einlaufenden Teilchen mit Spin senkrecht zur Streuebene (z.B. Spinflip von "up" nach "down").

Die Rotation ergibt eine Drehung des Spins in der Streuebene bei transversal polarisierten ein- und ausfliegenden Teilchen. Die Asymmetrie beschreibt die Drehung des Spins in der Streuebene bei longitudinal polarisierten einfliegenden und transversal polarisierten auslaufenden Teilchen.

1969 bestimmten Wagner et al. (Wag 69) durch Messung der Unterschiede im totalen Wirkungsquerschnitt von polarisierten Neutronen mit $E_n = 350$ keV an einem polarisierten ^{165}Ho -Target ($\Delta\sigma = \sigma_{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\uparrow\downarrow} = (30 \pm 85)\text{mb}$) das sphärische Spin-Spin-Potential zu -130 keV $< V_{SS} < 280$ keV. Innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen konnte keine Spin-Spin-Abhängigkeit beobachtet werden.

Kobayashi et al. (Kob 67) führten das gleiche Experiment bei einer Energie von 0.92 MeV durch und ermittelten $\Delta\sigma = (90 \pm 90)\text{mb}$. Fisher et al. (Fish 67, Fish 69) wiederholten das Experiment in ähnlicher Weise bei 7.85 MeV, 0.98 MeV und 0.41 MeV. Die Messungen bei 7.85 MeV ergaben für das Spin-Spin-Potential $-0.34 < V_{SS} < 0.54$, während für die beiden anderen Energien nur eine obere Grenze angegeben werden konnte ($V_{SS} < 0.09$ MeV). Für ^{165}Ho konnte demnach keine Spin-Spin-Abhängigkeit nachgewiesen werden.

Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes mit polarisierten Neutronen an polarisiertem ^{59}Co , die von Kobayashi et al. (Kob 68) bei 7.90 MeV und von Nagamine et al. (Nag. 70) bei 1.1 MeV und 1.4 MeV durchgeführt wurden, erlaubten im Rahmen der Fehlergrenzen keine konkrete Aussage (7.90 MeV : $\Delta\sigma = (35 \pm 80)\text{mb}$, 1.1 MeV : $\Delta\sigma = (-73 \pm 63)\text{mb}$, 1.4 MeV : $\Delta\sigma = (-32 \pm 42)\text{mb}$; daraus abgeleitet $|V_{SS}| < 1$ MeV) über die Größe des Spin-Spin-Potentials. Nur das von Healey et al. (Hea 70) in Stanford durchgeführte Experiment (polarisierte Neutronen auf polarisiertes ^{59}Co , ($E_n = 0.3$ MeV - 7.75 MeV) ergab eine eindeutige Aussage über den Spin-Spin-Term. Sie bestimmten aus $\Delta\sigma = (-300 \text{ bis } +200)\text{mb}$ V_{SS} zu $|V_{SS}| \sim 1$ MeV. Bei ihren Analysen wurden allerdings Compoundkernbildung und direkte Reaktionen, hervorgerufen durch die Wechselwirkung eines $7/2^-$ -Proton-Loches mit dem Neutron, vernachlässigt.

Ebenfalls an ^{59}Co von Fisher et al. (Fish 72) durchgeführte Untersuchungen mit polarisierten Neutronen ergaben aus σ_{SS} -Messungen im Energiebereich von $0.3 - 8.0$ MeV eine Spin-Spin-Potentialstärke $V_{SS} = -0.71$ MeV bis 0.4 MeV mit einem Woods-Saxon-Formfaktor. Für die Hinzunahme eines Tensorterms ergab sich keine Notwendigkeit. Die geforderte Energieabhängigkeit zur Beschreibung einer intermediären Struktur im

Spin-Spin-Wirkungsquerschnitt konnte jedoch nicht aufgezeigt werden.

Eine Zusammenfassung der gemessenen Spin-Spin-Wirkungsquerschnitte bei Streuung von polarisierten Neutronen an polarisierten Kernen wurde von Postma (Pos 70) zusammengestellt.

Stamp (Sta 67) berechnete den Einfluß des sphärischen Spin-Spin-Potentials auf die Observablen bei der elastischen Streuung von polarisierten Neutronen an verschiedenen Kernen (^{27}Al , ^{31}Si , ^{51}V). Er stellte fest, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt und die Polarisation nicht sensitiv auf die Spin-Spin-Kräfte sind. Die Rotation und die Asymmetrie zeigen einen Effekt bei einem Streuwinkel von 180° bzw. 90° , während die Depolarisation in der Nähe der Minima des differentiellen Wirkungsquerschnitts von Eins auf Null abfällt. Ein weiteres Ergebnis ist die Abhängigkeit der Spin-Spin-Effekte vom Targetspin. Mit wachsendem Spin wird auch die Spin-Spin-Wechselwirkung größer. Stamp fand auch, daß mit wachsender Absorption im Optischen Modell der Spin-Spin-Einfluß verloren geht.

Satchler (Sat 71) berechnete das sphärische Spin-Spin-Potential mittels einer Faltungsprozedur aus einer Zweiteilchen-Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetnukleon für ^{59}Co . Für das Spin-Spin-Potential ergibt sich daraus $V_{\text{SS}} \sim 100 \text{ keV}$.

Erste Untersuchungen der Spin-Spin-Kräfte über die Messung des Wolfenstein Depolarisationsparameters D (Wol 54) wurden von Chamberlain et al. (Cham 56) an ^{12}C (als Spin 0 Vergleichsziel) und ^{27}Al mit 310 MeV Protonen durchgeführt. Für beide Targets waren die erhaltenen Werte für D mit der Eins verträglich. Auch die Messungen von Rosen (Ros 65) mit 14.6 MeV Protonen an ^9Be ergaben keinen Einfluß der Spin-Spin-Wechselwirkung. Batty und Tschalär (Bat 70) bestimmten die Depolarisation mit 50 MeV polarisierten Protonen für ^{10}B , ^{27}Al , ^{59}Co , In (natürliches Target), ^{209}Bi jeweils bei dem Streuwinkel, wo der differentielle Wirkungsquerschnitt das erste Minimum besitzt. Auf Grund der großen Meßfehler für die ermittelten D-Werte konnte nur eine obere Grenze für die Spin-Spin-Stärke angegeben werden.

Eine erste konkrete Aussage über die Stärke des Spin-Spin-Potentials konnte die Saclay-Gruppe (Cat 70) anhand von Depolarisations-Messungen mit 20 MeV Protonen an verschiedenen Targetkernen machen. Die Werte sind in Tabelle 1.1 aufgeführt.

Zusammenfassend wurde ein sphärisches Spin-Spin-Potential $V_{SS} = 0.42^{+0.10}_{-0.14}$ MeV ermittelt. Der Einfluß von Compound-Effekten wurde bei diesen Analysen nicht berücksichtigt.

Für den Tensorterm V_{ST} wurde ein Woods-Saxon-Formfaktor gewählt. Eine Festlegung auf eine Potentialkombination konnte jedoch auch hier nicht vorgenommen werden, da für jedes Target jeweils nur eine Messung bei einem Winkel vorlag.

Das erste Experiment, bei dem eine Winkelverteilung ($30^\circ - 150^\circ$) für den D-Parameter gemessen wurde, wurde in Tokyo (Kat 70) mit polarisierten Neutronen an ^{59}Co (u.a. Kernen) bei $E_n = 1.36$ MeV durchgeführt. Die gemessene Abweichung von D von der Eins konnte jedoch auch ohne Spin-Spin-Kräfte nur anhand von Compound-Effekten erklärt werden.

Target	θ_{cm}	D_{exp}	D_{theo}	V_{SS} (MeV)	V_{ST} (MeV)
^9Be	63.5	0.940 ± 0.016	0.998	0.1	0.0
			0.945	0.6	0.0
			0.942	0.1	3.3
^{10}Bo	65.0	0.926 ± 0.012	0.967	-0.23	0.0
			0.927	-0.35	0.0
			0.924	-0.23	-0.5
			0.921	-0.23	1.4
^{27}Al	44.0	0.964 ± 0.021	0.971	-0.4	0.0

Tabelle 1.1: Gemessene und mittels DWBA gerechnete Depolarisationswerte der Saclay-Gruppe bei 20 MeV (Cat 70).

Birshall et al. (Bir 74) erhielten eine gute Beschreibung der gemessenen D-Daten, ausgeführt mit 25 MeV polarisierten Protonen an ^9Be im Winkelbereich $50^\circ - 90^\circ$, mit $V_{\text{SS}}=0.1$ MeV und $V_{\text{ST}}=3.8$ MeV. Bei den Analysen wurde jedoch der Quadrupolspinflip nicht berücksichtigt.

Ebenfalls von Birshall et al. (Bir 75) wurde die Depolarisation für ^{10}B mit 26 MeV Protonen bei drei Streuwinkeln ($45^\circ - 75^\circ$) gemessen. Die Meßdaten konnten mit $V_{\text{SS}} = -0.5$ MeV und $V_{\text{ST}} = 2.3$ MeV gut beschrieben werden, aber auch hier wurde der Quadrupolspinflip in die Analysen nicht mit eingeschlossen.

Eine komplette Winkelverteilung für D am Targetkern ^{14}N wurde von Clegg et al. (Cle 75) mit 16 MeV Protonen, und an ^9Be von Baker et al. (Bak 75) mit 17 MeV Protonen gemessen. Speziell bei der letzteren Messung wurden große Abweichungen von der Eins festgestellt ($D(160^\circ) \sim 0.63$). Die auftretenden Depolarisationseffekte konnten in beiden Fällen durch Compound- oder Quadrupolspinflip erklärt werden.

Die neuesten Untersuchungen befaßten sich mit der Messung der Polarisationstransferkoeffizienten an ^3He bei elastischer Protonenstreuung im Energiebereich 6.8-16.2 MeV (Har 76, Wei 78, Sher 79). Aus den Analysen ergaben sich für das sphärische Spin-Spin-Potential:

E_p in MeV	6.8	8.82	10.77	16.2
V_{SS} in MeV	4.5	7.0	6.0	7.0

wobei als Potentialansatz ein phänomenologisches sphärisches Spin-Spin-Potential verwendet wurde. Da aber nur für die 16.2 MeV Daten eine Winkelverteilung von $40^\circ - 110^\circ$ gemessen wurde, konnte nur für diese Energie ein brauchbarer Fit der berechneten an die gemessenen Werte erzielt werden.

In dieser Arbeit wurde die Spin-Spin-Wechselwirkung durch Messung der Winkelverteilung für die Depolarisation am Targetkern ^{27}Al untersucht. Der bei der verwendeten Einschüßenergie von $E_p = 10.35 \text{ MeV}$ vorhandene Compoundbeitrag wurde mittels Hauser-Feshbach-Rechnungen berücksichtigt. Ebenso wurde der Quadrupolspinflip (Spin von ^{27}Al $I=5/2$) mittels Coupled-Channel-Rechnungen in die Analyse mit einbezogen, so daß schließlich an die daraus erhaltenen Depolarisationsdaten die Spin-Spin-Potentialstärken angepaßt werden konnten.

2. Das Experiment

2.1. Durchführung von Doppelstreueexperimenten

Zur Bestimmung der Depolarisation bei der Streuung von polarisierten Teilchen an einem Targetkern mit $\text{Spin} \neq 0$ benötigt man als eine wichtige Observable die Polarisation p' der gestreuten Teilchen. Im allgemeinen erhält man p' aus sogenannten Doppelstreueexperimenten. In Abb. 2.1.1 ist der schematische Aufbau einer Doppelstreuung dargestellt.

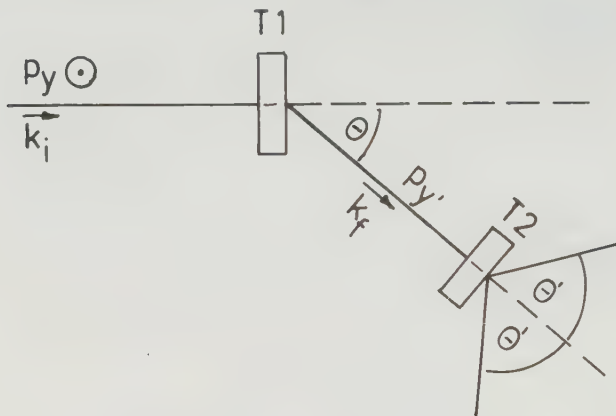


Abb. 2.1.1: Schematische Darstellung eines Doppelstreueexperimentes.

Das Koordinatensystem ist entsprechend der Madison-Konvention (MadKon) gewählt, d.h. die Streunormale ist parallel zu $(\vec{k}_i \times \vec{k}_f) / |\vec{k}_i \times \vec{k}_f|$. Der vom Tandembeschleuniger kommende Protonenstrahl, mit Polarisationsrichtung antiparallel (Streuung nach rechts, Spin "up") zur Streunormalen, trifft auf das Target 1 mit bekannter Analysierstärke $A(\theta)$. Die unter einem

Winkel θ gestreuten Teilchen mit Polarisationsgrad p' und Polarisationsrichtung parallel oder antiparallel zu p , werden zur Bestimmung ihrer Polarisation an einem 2. Target T2 mit ebenfalls bekannter Analysierstärke gestreut. Dabei sind die Streunormalen der 1. und 2. Streuung parallel bzw. antiparallel. Der allgemeine Ausdruck für die Beschreibung von Doppelstreuexperimenten lautet (Ohl 72):

$$\begin{aligned}
 I(\theta, \emptyset) &= I_O(\theta) \cdot \left[1 + p_x A_x(\theta) + p_y A_y(\theta) + p_z A_z(\theta) \right] \\
 p_x \cdot I(\theta, \emptyset) &= I_O(\theta) \cdot \left[p_x(\theta) + p_x K_x^{x'}(\theta) + p_y K_y^{x'}(\theta) + p_z K_z^{x'}(\theta) \right] \\
 p_y \cdot I(\theta, \emptyset) &= I_O(\theta) \cdot \left[p_y(\theta) + p_x K_x^{y'}(\theta) + p_y K_y^{y'}(\theta) + p_z K_z^{y'}(\theta) \right] \\
 p_z \cdot I(\theta, \emptyset) &= I_O(\theta) \cdot \left[p_z(\theta) + p_x K_x^{z'}(\theta) + p_y K_y^{z'}(\theta) + p_z K_z^{z'}(\theta) \right]
 \end{aligned}$$

(Gl. 2.1.1)

mit p_i : Polarisation des Projektils in Richtung i -Achse
 $p_{i'}$: Polarisation des Ejektils in Richtung i' -Achse
 $I_O(\theta)$: unpolarisierter Wirkungsquerschnitt
 $I(\theta, \emptyset)$: polarisierter Wirkungsquerschnitt
 $p_{i'}(\theta)$: Polarisation des Strahls nach der Streuung in i -Richtung bei unpolarisiertem Einschuss
 $K_i^{j'}(\theta)$: Polarisationstransferkoeffizienten
 i, j : x, y, z

Bei Beachtung der Paritätserhaltung reduzieren sich die $K_i^{j'}$ auf folgende nichtverschwindende Terme:

$$K_Y^{Y'} = D, K_X^{X'} = R, K_Z^{X'} = A, K_Z^{Z'} = A', K_X^{Z'} = R'.$$

Die Größen D, R, A, A', R' sind unter dem Namen "Wolfenstein-Parameter" bekannt (Wol 54). Benutzt man einen polarisierten Strahl mit Spin "up", d.h. $p_Y \neq 0, p_X = p_Z = 0$, dann erhält man folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned} I(\theta, \emptyset) &= I_0(\theta) \cdot \left[1 + p_Y \frac{A_Y(\theta)}{A_Y(\theta)} \right] \\ p_Y, I(\theta, \emptyset) &= I_0(\theta) \cdot \left[p_Y, (\theta) + p_Y K_Y^{Y'}(\theta) \right] \end{aligned} \quad (\text{Gl. 2.1.2})$$

Im Fall der elastischen Streuung gilt

$$p_Y, (\theta) = A_Y(\theta) \quad (\text{Gl. 2.1.3})$$

woraus folgt (mit $K_Y^{Y'}(\theta) = D(\theta)$)

$$p_Y, I(\theta, \emptyset) = I_0(\theta) \cdot \left[\frac{A_Y(\theta)}{A_Y(\theta)} + p_Y D(\theta) \right] \quad (\text{Gl. 2.1.4})$$

Die in Gl. 2.1.2 und 2.1.4 unterstrichenen Größen ändern ihr Vorzeichen beim Übergang von θ nach $-\theta^*$! Somit erhält man für die Streuung nach rechts:

$$\begin{aligned} I(\theta, \emptyset) &= I_0(\theta) \cdot \left[1 - p_Y A_Y(\theta) \right] \\ p_Y, I(\theta, \emptyset) &= I_0(\theta) \cdot \left[-A_Y(\theta) + p_Y D(\theta) \right] \end{aligned} \quad (\text{Gl. 2.1.5})$$

oder zusammengefaßt:

$$p_Y, \left[1 - p_Y A_Y(\theta) \right] = -A_Y(\theta) + p_Y D(\theta) \quad (\text{Gl. 2.1.6})$$

*) (Definition: positiver Winkel = Streuung nach links
negativer Winkel = Streuung nach rechts)

Aus Gl. 2.1.6 ergibt sich also für die Depolarisation:

$$D(\theta) = \frac{p_Y (1 - p_Y A_Y(\theta)) + A_Y(\theta)}{p_Y} \quad (\text{Gl. 2.1.7})$$

Diese Gleichung gilt jedoch nur für den Spin-"up"- Fall.
Bei Einschluß der Teilchen mit Spin "down" erhält man durch analoge Rechnung ($p_Y \rightarrow -p_Y$):

$$p_Y (1 + p_Y A_Y(\theta)) = -A_Y(\theta) - p_Y D(\theta) \quad (\text{Gl. 2.1.8})$$

und für die Depolarisation:

$$D(\theta) = \frac{p_Y (1 + p_Y A_Y(\theta)) + A_Y(\theta)}{-p_Y} \quad (\text{Gl. 2.1.9})$$

Für den Einschluß mit unpolarisierten Teilchen gilt schließlich für Streuung nach rechts:

$$p_Y = -A_Y(\theta) \quad (\text{Gl. 2.1.10})$$

Für die Bestimmung von p_Y , ergeben sich von selbst experimentelle Probleme. Der von der 1.Streuung auf das 2.Target fallende Teilchenstrahl hat eine geringe Intensität. Deshalb wurde für die 2.Streuung ein ^4He -Hochdruckpolarimeter verwendet (siehe Kap. 2.2.3). Die Analysierstärke von ^4He besitzt eine sehr schwache Energieabhängigkeit im Bereich der Tandem-Energien und ist somit als Polarimetertarget gut geeignet. Durch den hohen Gasdruck (20 bar) erreicht man auch eine relativ hohe Ansprechwahrscheinlichkeit. Zur weiteren Intensitätssteigerung muß auch das 1.Target dick gemacht werden.

Damit erfahren die Protonen im 1. und 2. Target ein großes Energiestraggling neben dem ebenfalls großen Energieverlust, so daß im Polarimeter zwischen elastisch und inelastisch gestreuten Teilchen nicht mehr unterschieden werden kann. Zwischen 1. und 2. Streuung muß deshalb ein Energie- bzw. Impulsfilter eingebaut werden. Die Messungen wurden daher am Erlanger Magnetspektrometer durchgeführt. Der schematische Aufbau ist in Abb. 2.1.2 dargestellt.

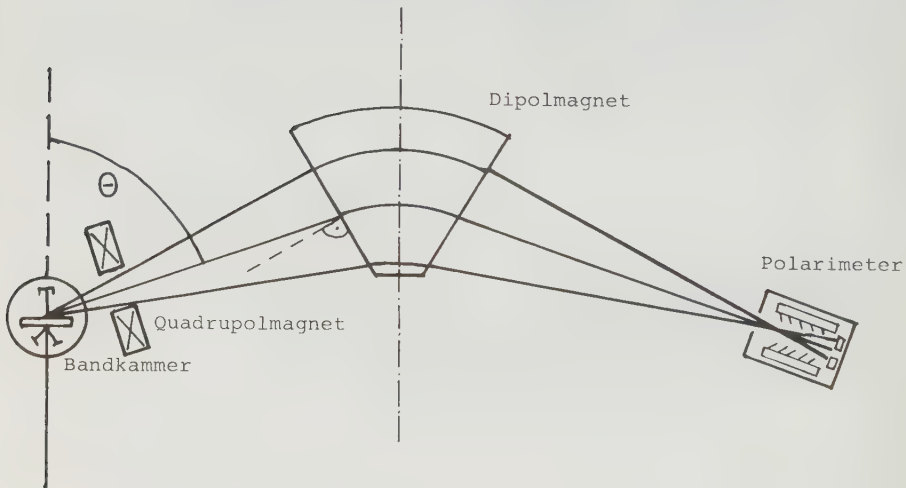


Abb. 2.1.2: Schematische Darstellung des Doppelstreuexperiments am Erlanger QD-Magnetspektrometer.

2.2 Das Erlanger QD-Magnetspektrometer

Das Magnetspektrometer wurde speziell für die Durchführung von Doppelstreuexperimenten konzipiert (Hen 73), d.h. es sollte einen möglichst großen akzeptierten Raumwinkel zu Lasten der Energieauflösung aufweisen. Im wesentlichen besteht das Magnetspektrometer aus drei Komponenten:

- der Streukammer für die 1. Streuung
- dem Energiefilter, bestehend aus Quadrupol- und Dipolmagnet
- dem ^4He -Hochdruckpolarimeter.

Im Folgenden soll nun näher auf die einzelnen Komponenten eingegangen werden.

2.2.1 Die Streukammer

Die Streukammer ist als "Sliding Seal"-Kammer (Bandkammer) (Hen 79) konstruiert. Die Ausführung der mechanischen Arbeiten erfolgte in der Werkstatt des Tandemlabors. Der Aufbau der Streukammer als Bandkammer erlaubt ein Verändern des Streuwinkels - einstellbar sind Winkel im Bereich 0° - 120° - unter Aufrechterhaltung des Vakuums und ohne Umbauten. Um einen möglichst großen Raumwinkel für das Magnetspektrometer zu erhalten (siehe Kap. 2.2.2), besitzt die Streukammer einen Innendurchmesser von nur 14 cm. Abb. 2.2.1.1 zeigt einen Querschnitt durch die Bandkammer, in Abb. 2.2.1.2 ist ein Längsschnitt entlang der Linie A-B dargestellt. Die Kammer kann mit vier Si-Oberflächensperrschichtzählern mit Kollimatoren bestückt werden (symmetrisch oder asymmetrisch zur Strahlachse), die leicht auswechselbar auf Schwalbenschwanzführungen aufgesteckt sind. Als Strahlauffänger ist ein Faraday-Cup mit Repeller vorhanden, dadurch wird der Streuwinkelbereich auf Winkel $>40^\circ$ begrenzt. Am Eingang zur Streukammer ist ein Strahlkollimator mit Streu-, Antistreu-blendensystem positioniert. Im Kammerdeckel ist ein

Targetwechsler für fünf Targets eingebaut. Abb. 2.2.1.3 zeigt die Bandkammer mit eingebauten Detektoren, Faraday-Cup und Strahlkollimator. Der Strahl vom Beschleuniger kommt in der Abb. von links oben. Der Ausgang für die gestreuten Teilchen ist links unten. Die nach rechts und links oben zeigenden Plastikgehäuse schützen das teflonbeschichtete Stahlband vor Staub und Schmutz.

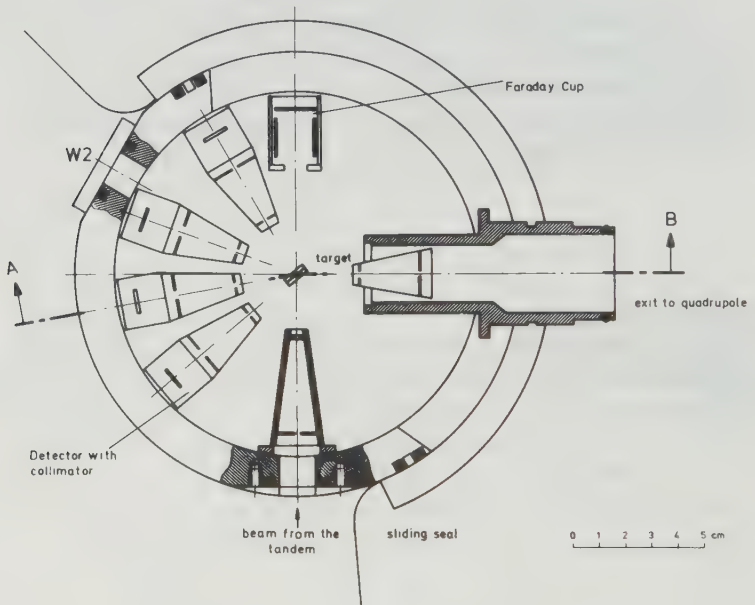


Abb. 2.2.1.1: Querschnitt durch die Bandkammer (aus Hen 79)

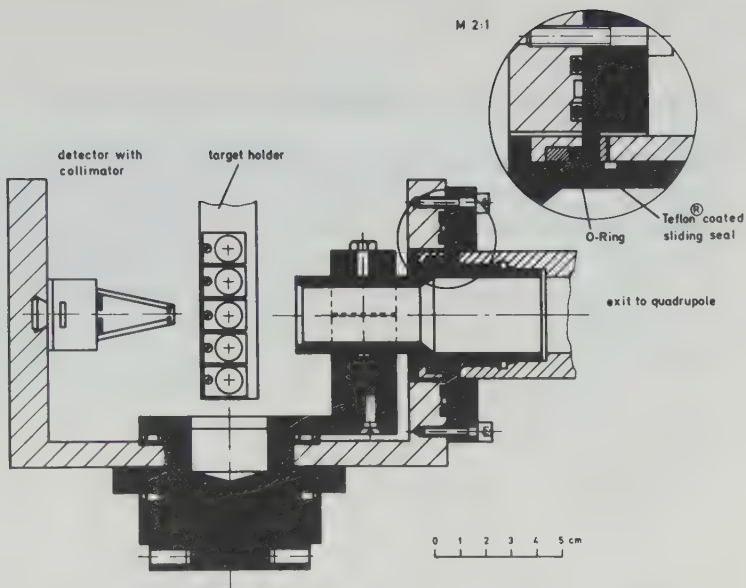


Abb. 2.2.1.2: Längsschnitt durch die Bandkammer (aus Hen 79).

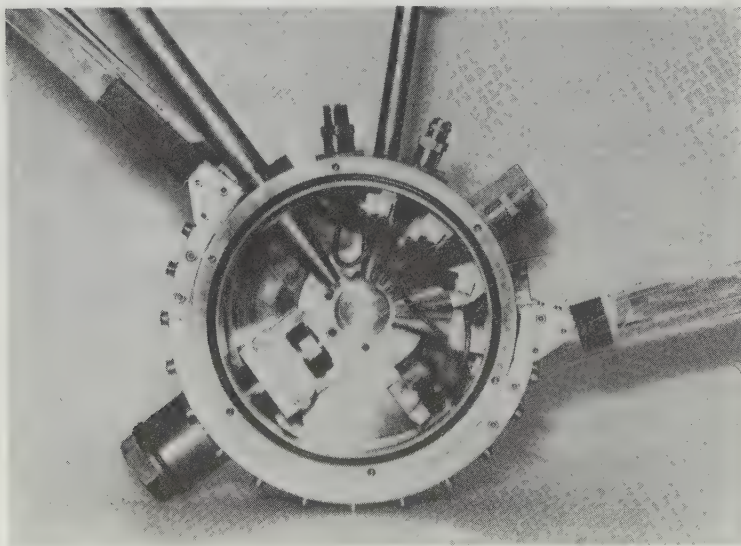


Abb. 2.2.1.3: Blick in die mit vier Detektoren, Strahlkollimator und Faraday-Cup bestückte Streukammer.

2.2.2 Dipol- und Quadrupolmagnet

Der Dipol- und der Quadrupolmagnet wurden zusammen mit den Stromversorgungsgeräten von der Fa. Bruker-Physik, Karlsruhe, konstruiert und geliefert. Im Dipolmagneten werden die gestreuten Teilchen um 40° abgelenkt. Der Krümmungsradius für den Zentralstrahl beträgt ca. 36 cm. Der Kantenwinkel am Ein- und Ausgang des Dipolmagneten zwischen dem Zentralstrahl und der effektiven Feldgrenze des Dipolmagnetfeldes beträgt -12° . Bei einer maximalen Feldstärke von 1.6 T können Protonen bis zu einer Höchstenergie von ca. 15 MeV analysiert werden. Die Magnetfeldstärke wird über einen Hallsondenstabilisator (Fa. Bruker-Physik) gemessen bzw. geregelt, wobei des Sollwert auch vom Meß- und Kontrollraum aus vorgegeben werden kann.

Der Quadrupolmagnet dient zur Vergrößerung des akzeptierten Raumwinkels. Die gestreuten Teilchen werden in der horizontalen Ebene defokussiert und in der vertikalen Ebene fokussiert. Der Magnetfeldgradient beträgt maximal 40 T/m, das entspricht einer maximalen Feldstärke an den Polschuhen von 1 T. Eine ausführliche Beschreibung über die Optimierung und die Eigenschaften des QD-Magnetspektrometers findet man in den Arbeiten von Mindt (Min 76) und Riemke (Rie 76).

Die mit dem Magnetspektrometer erzielte Energieauflösung für Protonen erreicht den Wert von $E/\Delta E \sim 200$ für $E_p = 10$ MeV. Die Energieauflösung wurde mittels elastischer Streuung von Protonen an einem dünnen Goldtarget (60 keV α -Energieverlust) bestimmt. Dazu wurde die Einschußenergie variiert, und die räumliche Verschiebung der analysierten Teilchen auf einem ortsempfindlichen Detektor (Fa. Ortec), der in der Fokalebene plazierte war, gemessen. Aus der Verschiebung und der Halbwertsbreite der Linien wurde die Energieauflösung errechnet.

Mit dieser Apparatur wurde ein akzeptierter Raumwinkel $\Omega = 15 \pm 5$ msr erzielt. Die Bestimmung des Raumwinkels erfolgte über Vergleichsmessungen der Peakinhalte in der Streukammer mit bekanntem Raumwinkel und auf dem ortsempfindlichen Zähler in der Fokalebene.

2.2.3 Das ^4He -Hochdruckpolarimeter

Für die Bestimmung der Polarisation der gestreuten Teilchen wurde von Stamminger (Sta 77) ein ^4He -Hochdruckpolarimeter konstruiert. Die Bauteile wurden in der mechanischen Werkstatt des Tandemlabors angefertigt.

Die zu analysierenden Teilchen gelangen durch eine Edelstahlfolie (Fa. Goodfellow Metals, Cambridge) in die Gaszelle, die für einen maximalen Betriebsdruck von 50 bar ausgelegt wurde. Die Messungen der vorliegenden Arbeit wurden bei einem He-Druck von 20 bar ausgeführt, die Dicke der Edelstahlfolie für diesen Druck betrug 25 μm . In Abb.2.2.3.1 ist der schematische Aufbau des Polarimeters dargestellt.

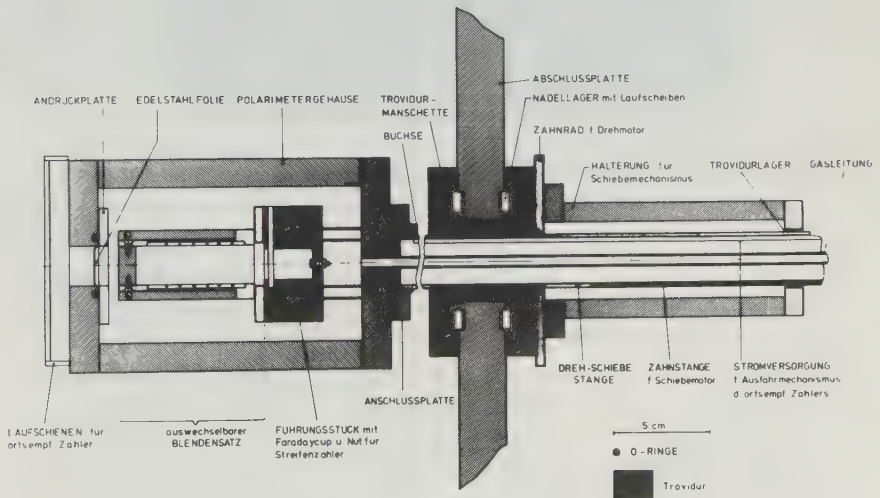


Abb. 2.2.3.1: Schemazeichnung des ^4He -Hochdruckpolarimeters (aus Sta 77).

Den inneren Aufbau zeigt Abb.2.2.3.2 . Die Länge der eigentlichen Targetzone beträgt ca. 5 cm. Die Lamellen sind unter einem Winkel von 135° angebracht und definieren einen Streuwinkelbereich von 91° - 153° für die hinter den Lamellen

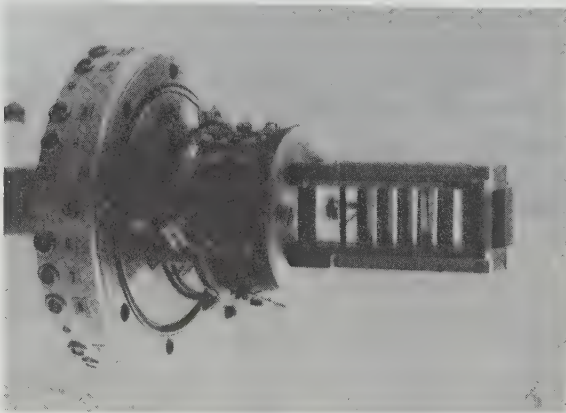


Abb. 2.2.3.2: Polarimtereinsatz, die Halbleiterdetektoren sind entfernt (aus Sta 77).

angebrachten Halbleiterdetektoren. An der Rückseite des Polarimtereinsatzes sind zwei Halbleiterstreifenanzähler in vertikaler Richtung montiert, die zur Justierung des Strahles auf die Polarimeterachse dienen (siehe Kap. 2.5). Das gesamte Polarimeter ist mittels Elektromotoren um seine Längsachse drehbar und entlang dieser Achse verschiebbar gelagert. Vor das Eintrittsfenster des Polarimeters kann mit Hilfe eines weiteren Elektromotors ein ortsempfindlicher Halbleiterzähler ($45 \times 10 \text{ mm}^2$) gefahren werden, so daß auch damit die Strahllage in Bezug zur Polarimeterachse überprüft werden kann.

2.3 Auswahl des Targets

Für die Messung von Spin-Spin-Kräften benötigt man ein Target mit $\text{Spin} \neq 0$. Will man den Einfluß von Quadrupolspinflip vermeiden, so ist man auf Kerne mit Spin $1/2$ beschränkt. Festkörpertargets mit Spin $1/2$ sind z.B. ^{29}Si , ^{31}P , ^{57}Fe , ^{89}Y .

Da das Target außerdem relativ dick sein sollte, um einigermaßen vertretbare Meßzeiten einzuhalten und um eine Energiemittelung zur Extraktion von Compoundkernbeiträgen experimentell vorzunehmen, fällt ^{57}Fe als Targetmaterial von vornherein weg, da der erste angeregte Zustand vom Grundzustand nur ca. 14 keV Abstand hat, und damit eine Auflösung der beiden Linien nicht mehr möglich ist. Für ^{29}Si und ^{31}P waren keine genügend dicken, selbsttragenden Targets erhältlich. ^{89}Y könnte als dickes Target verwendet werden. Leider lagen die theoretischen Vorhersagen für die Depolarisation bei $D \sim 0.98$ im Minimum der Winkelverteilung bei einer Einschußenergie von 10 MeV.

Da die Depolarisation proportional zu $1/A$ ist und mit wachsendem Targetspin größer wird, entschieden wir uns bei dieser Arbeit für ein Target mit Spin $> 1/2$. Dazu bietet sich ^{27}Al an. Die Vorteile von ^{27}Al sind:

- natürliches Reinisotop
- einfach herzustellen bzw. käuflich
- Targetdicke beliebig erhältlich.

Diese Messungen wurden deshalb mit einer $19 \mu\text{m}$ dicken Al-Folie (das entspricht einer Flächendichte von 5.4 mg/cm^2) durchgeführt, wobei die störenden Einflüsse wie Compound- und Quadrupolspinflip ($I = 5/2$) bewußt in Kauf genommen wurden. Eine weitere Vergrößerung der Targetflächendichte erhöht zwar die Intensität der gestreuten Teilchen, gleichzeitig wird aber die Energieunschärfe des Strahles größer, so daß nicht mehr alle gestreuten Teilchen vom Polarimeter akzeptiert werden.

2.4 Bestimmung der Strahlpolarisation und Wahl der Einschüßenergie

Für die Bestimmung der Depolarisation ist die Kenntnis der Strahlpolarisation der einlaufenden Teilchen von Bedeutung. Sie sollte während der einzelnen Meßläufe simultan mitgemessen werden. Ein eigenes Polarimeter zur Strahlpolarisationsüberwachung hinter der Streukammer konnte aus technischen Gründen (Platzmangel) nicht installiert werden. Der Versuch, ein Polarimeter vor dem Target im Durchschuß zu betreiben, scheiterte an der damit verbundenen zu großen Strahlaufstreuung. Es wurde deshalb auf ein extra Polarimeter verzichtet und statt dessen in der Streukammer zwei Si-Oberflächensperrschichtzähler symmetrisch zur Strahlachse unter einem Winkel von $156^\circ \pm 0.5^\circ$ montiert. Bei diesem Winkel wurde die Analysierstärke von ^{27}Al über die Vergleichsmessung an ^{12}C angeeicht. Für ^{12}C liegt bei $\theta = 116^\circ \pm 0.6^\circ$ ein $A_Y = 1$ Punkt (Schm 77) bei einer Einschüßenergie $E_p = 10.35$ MeV vor. Dieser experimentell ermittelte Wert ist in guter Übereinstimmung mit Streuphasenanalysen von Meyer (Mey 77) und Wienhard (Wie 72).

Die Messung für ^{27}Al ergab bei dieser Energie für die Analysierstärke einen Wert von $A_Y(156^\circ) = 0.74 \pm 0.01$. Zur Vermeidung von apparativen Asymmetrien wurde die Polarisation des Strahls in der Lambshift-Quelle durch periodisches Anlegen eines Störmagnetfeldes im Nulldurchgang des Sonaüberganges mit einer Frequenz von 10 Hz ein- und ausgeschaltet (Schna 76). Damit war die Möglichkeit einer on-line Polarisationsüberwachung geschaffen. Außerdem legte man somit auch die Protoneneinschüßenergie auf $E_p = 10.35$ MeV fest.

2.5 Bestimmung der Polarisation der gestreuten Teilchen

Die Messung der Strahlpolarisation erfolgt üblicherweise in einem Polarimeter mittels der sogenannten "Doppelzähler-Auswertung". Dabei stehen zwei Teilchendetektoren symmetrisch unter einem bestimmten Winkel zur Strahlachse. Zur Vermeidung von apparativen Asymmetrien und systematischen Fehlern wird die Richtung der Polarisation zyklisch geändert (Schaltung "up" - "down") oder die Polarisation wird schnell ein- und ausgeschaltet ("pol" - "unpol").

Für die gestreuten Teilchen kann jedoch weder die Polarisationsrichtung noch der Polarisationsgrad auf einfache Weise geändert werden. Um jedoch auch hier eventuell vorhandene apparative Asymmetrien eliminieren zu können, ist das Polarimeter um seine Längsachse (= "Strahlachse") drehbar. Dies führt zu einem dem "up"- "down"-Schalten analogen Verfahren. Für die Polarisation erhält man durch die "Doppelzähler-Auswertung":

$$p_y = \frac{1}{A_{\text{eff}}} \frac{\sqrt{\frac{N_1^n N_2^r}{N_1^r N_2^n}} - 1}{\sqrt{\frac{N_1^n N_2^r}{N_1^r N_2^n}} + 1} \quad (\text{Gl.2.5.1})$$

mit

- A_{eff} : effektive Analysierstärke
des Polarimeters
- N_1^n : Zähler 1 in "norm"-Stellung
links bzgl. Strahlachse
- N_2^n : Zähler 2 in "norm"-Stellung
rechts bzgl. Strahlachse
- N_1^r : Zähler 1 in "rev"-Stellung
rechts bzgl. Strahlachse
- N_2^r : Zähler 2 in "rev"-Stellung
links bzgl. Strahlachse

oder abgekürzt

$$p_y = \frac{1}{A_{\text{eff}}} \cdot \mathcal{E} \quad (\text{Gl.2.5.2})$$

$\mathcal{E}$: gemessene Asymmetrie.

Die Bezeichnungen "norm" und "rev" beziehen sich auf den "Drehzustand" des Polarimeters um seine Längsachse.

Durch dieses Meßverfahren können im Prinzip die apparativen Asymmetrien des Polarimeters und die aufgrund von Strahlintensitätsschwankungen hervorgerufenen Fehler bei der Polarisationsbestimmung vermieden werden. Dies gilt jedoch nur solange, wie kein "nonproper"-Spinflip (Ohl 73) stattfindet. Gelangen die zu analysierenden Teilchen exakt auf der Polarimeterachse ins Polarimeter, so ändern sich Streuwinkel und Raumwinkel der beiden Detektoren (links, rechts) bei einer Drehung des Polarimeters um diese Achse nicht. Man spricht von einem "proper"-Spinflip. Stimmen jedoch Strahlachse und Polarimeterachse nicht überein, dann gelten diese Annahmen über Raumwinkel und Streuwinkel nicht mehr. "Nonproper"-Spinflips führen zu falschen Asymmetrien erster Ordnung. Um nun den gestreuten Teilchenstrahl möglichst auf Achse ins Polarimeter einfallen zu lassen, befinden sich an der Polari-
meterrückwand zwei nebeneinander angeordnete Streifen-zähler, mit deren Hilfe die horizontale Strahllage der gestreuten Protonen überwacht werden kann. Zusätzlich konnte mit Hilfe eines Elektromotors vor das Eintrittsfenster des Polarimeters ein ortsempfindlicher Halbleiterzähler gefahren werden (Ortsauflösung 0.3 mm, Fa. Ortec). Das Magnetfeld des Dipolmagneten wurde nun so eingestellt, daß sich die Ortslage des gestreuten Strahls bei Drehung des Polarimeters um 180° auf dem ortsempfindlichen Detektor nicht veränderte, und daß gleichzeitig auf den beiden Enddioden im Polarimeter zwei gleichgroße Peaks zu beobachten waren. Abb.2.5.1 zeigt ein typisches Spektrum von den beiden Enddioden.

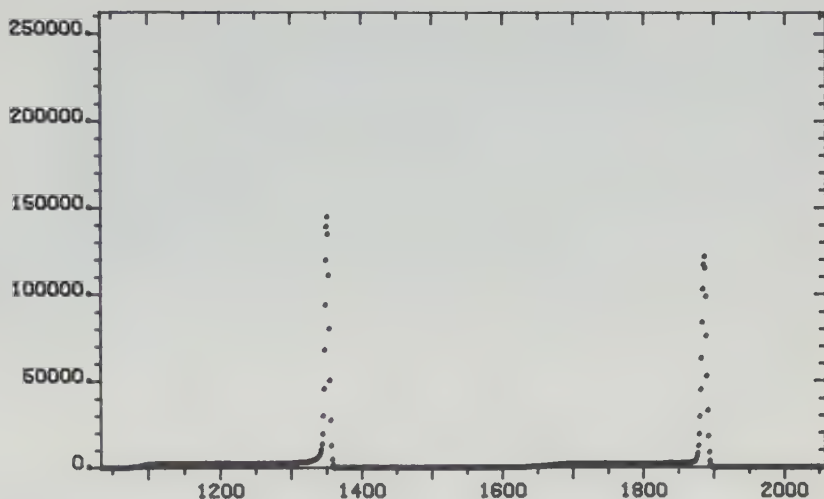


Abb. 2.5.1: Spektrum der Enddetektoren im Polarimeter bei einem Streuwinkel $\theta = 50^\circ$.

Um aber auch weiterhin noch vorhandene falsche Asymmetrien zu berücksichtigen, wurde eine Korrekturformel von Ohlsen (Ohl 73) verwendet. Danach erhält man für die gemessene Asymmetrie:

$$\varepsilon = \frac{p' A_{\text{eff}} + \varepsilon'}{1 + \varepsilon' p' A_{\text{eff}}} \quad (\text{Gl.2.5.3})$$

ε : gemessene Asymmetrie

ε' : falsche Asymmetrie

p' : Polarisation nach der Streuung

A_{eff} : effektive Analysierstärke des Polarimeters

Führt man nun Messungen durch, bei denen sowohl die Polarisation des einfallenden Strahls definiert verändert wird ("up-down" oder "pol-unpol"), als auch das Polarimeter periodisch gedreht wird, kann diese falsche Asymmetrie eliminiert werden.

Die Berücksichtigung der falschen Asymmetrie $\mathcal{E}'$ bei der Auswertung der Daten soll am Beispiel der "up-down"-Messung erläutert werden. Durch Einsetzen von Gl.2.1.6 und Gl.2.1.8 in Gl. 2.5.3 erhält man:

für Spin "up"

$$\mathcal{E} = \frac{((-A_Y + p_Y^D)/(1 - p_Y^A)) A_{\text{eff}} + \mathcal{E}'}{1 + ((-A_Y + p_Y^D)/(1 - p_Y^A)) \mathcal{E}' A_{\text{eff}}} \quad (\text{Gl.2.5.4})$$

für Spin "down"

$$\mathcal{E} = \frac{((-A_Y - p_Y^D)/(1 + p_Y^A)) A_{\text{eff}} + \mathcal{E}'}{1 + ((-A_Y - p_Y^D)/(1 + p_Y^A)) \mathcal{E}' A_{\text{eff}}} \quad (\text{Gl.2.5.5})$$

Für die Auswertung wurde die Annahme gemacht, daß $\mathcal{E}'$ für die "up" und "down" Messung den gleichen Wert annimmt, d.h., daß sich die Strahlage mit der "up-down"-Schaltung nicht ändert. Gl.2.5.4 und Gl.2.5.5 wurden jeweils nach $\mathcal{E}'$ aufgelöst, welches damit durch Gleichsetzen der beiden Gleichungen eliminiert werden konnte. Aus der daraus entstandenen quadratischen Gleichung für D wurde dieses bestimmt. Von den beiden mathematisch möglichen Lösungen ist nur eine physikalisch sinnvoll, die andere liefert Werte für $D > 1$. In Tabelle 2.5.1 sind die erhaltenen Depolarisationswerte aufgelistet, die Fehler für D beinhalten die statistischen Fehler und die Fehler für die Strahlpolarisation und die effektive Analysierstärke des Polarimeters. Abb. 2.5.2 zeigt die gemessene Depolarisation.

θ	$D(\theta)$
40°	0.912 ± 0.113
50°	0.989 ± 0.127
60°	0.712 ± 0.095
70°	0.968 ± 0.131
90°	0.938 ± 0.123
100°	0.862 ± 0.096
110°	0.270 ± 0.087

Tabelle 2.5.1: Gemessene Depolarisation für $^{27}\text{Al}(p, p_0)$
bei $E_p = 10.35$ MeV.

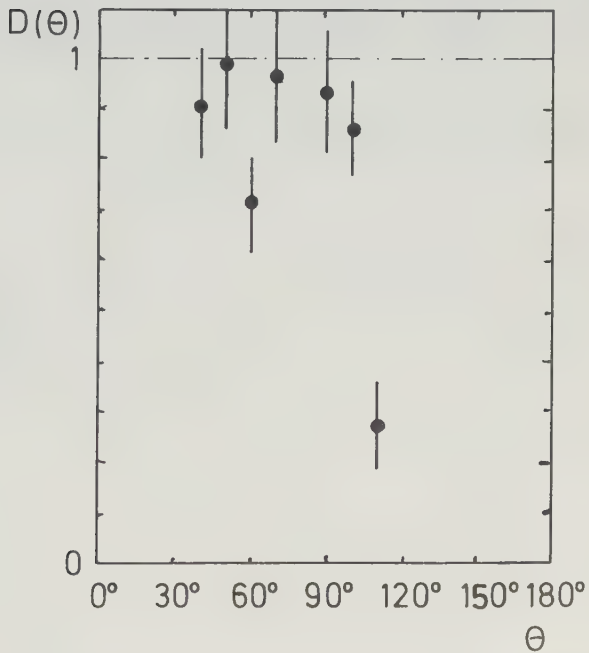


Abb. 2.5.2: Gemessene Depolarisation für die Reaktion
 $^{27}\text{Al}(\vec{p}, \vec{p}_0)$ bei 10.35 MeV.

2.6 Bestimmung der effektiven Analysierstärke des ^4He -Polarimeters

Für die Bestimmung der Polarisation der gestreuten Protonen im ^4He -Polarimeter muß dessen Analysierstärke bekannt sein. Zu diesem Zweck wurde der polarisierte Protonenstrahl an einem ^{208}Pb -Target (10 mg/cm^2) gestreut. An diesem Target kann wegen $\text{Spin}=0$ weder ein Spinflip aufgrund der Spin-Spin-Kräfte noch ein Quadrupolspinflip beitragen. Compoundeffekte spielen bei ^{208}Pb wegen der hohen Massenzahl auch keine Rolle. Da außerdem die Analysierstärke von ^{208}Pb bei 10.35 MeV klein ist (Spi 79), kann deren Einfluß im Rahmen des Meßfehlers vernachlässigt werden. Als effektive Analysierstärke für das Polarimeter erhielt man $A_{\text{eff}} = 0.75 \pm 0.02$. Die Polarisation der einfallenden Protonen wurde in der Bandkammer wieder über die $^{12}\text{C}(p,p_0)$ -Streuung bei $\theta = 116^\circ$ bestimmt.

2.7 Auswertung der Polarimeter-Spektren

In Abb. 2.7.1 ist ein Polarimeter-Spektrum dargestellt. Die Spektren wurden an der PDP15-Rechenanlage mit dem Programm "A15" (Tra 77) ausgewertet, in welches noch die Subroutine "CURFIT" (Bev 69, Wei 81) implementiert wurde. Damit konnten die Spektren durch einen Gaußfit mit exponentiellem Untergrund angefitet werden. Man bekam somit die auf Untergrund korrigierten Peakinhalte. Abb. 2.7.1 zeigt einen zu diesem Spektrum gehörigen Fit.

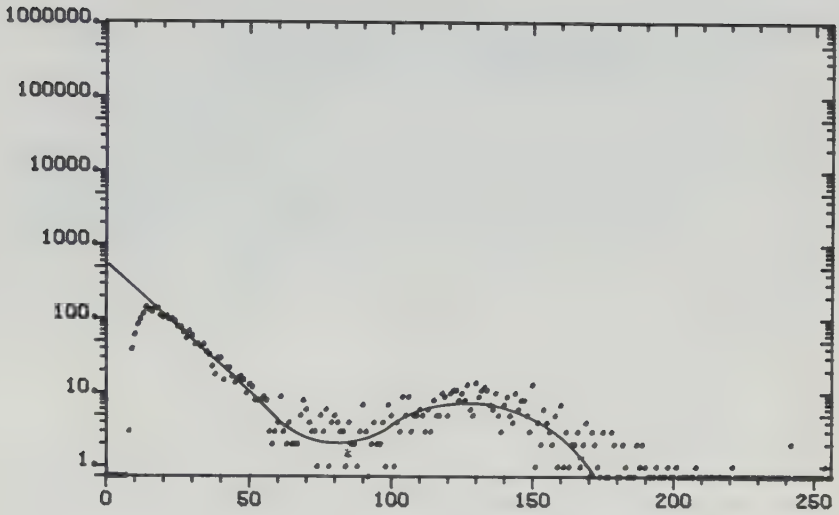


Abb. 2.7.1: Polarimeterspektrum bei einem Streuwinkel von 50° , die durchgezogene Linie ist ein "Bestfit".
(Erklärung im Text)

2.8 Messung der Analysierstärke-Winkelverteilung und des differentiellen Wirkungsquerschnittes

Zur Festlegung der Optischen Modell Parameter (ohne die Spin-Spin-Terme) wurden bei einer Einschußenergie $E_p = 10.35$ MeV die Analysierstärke $A_Y(\theta)$ und der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma(\theta)/d\Omega$ im Winkelbereich 20° - 165° in 5° -Schritten gemessen. Die Messung wurde in der 4 π -Kammer (Kli 77) mit gleichzeitig 15 Si-Oberflächensperrschichtzählern in 2 Meßläufen (30° - 160° , 35° - 165°) durchgeführt. 7 Detektoren waren im Winkelbereich 30° - 90° (bzw. 35° - 95°) rechts bezüglich der Strahlrichtung, 8 Detektoren im Winkelbereich 90° - 160° (bzw. 95° - 165°) links bzgl. Strahlrichtung angebracht, so daß bei beiden Winkelstellungen jeweils ein Überlappwinkel vorhanden war. Zusätzlich waren noch 2 Monitordetektoren unter einem Winkel von 20° symmetrisch zur Strahlachse für die Normierung auf die Anzahl der einfallenden Teilchen montiert. Das Al-Target stand unter einem Winkel von 45° zur Strahlachse. Zur simultanen Messung der Strahlpolarisation gelangte ein Teil des Strahls in ein ^4He -Polarimeter (Bit 79), welches in Strahlrichtung gesehen hinter dem Faraday-Cup installiert war. Um apparative Asymmetrien bei der Messung der Analysierstärken zu vermeiden, wurde die Polarisation des Strahls in der Lambshift-Quelle mit einer Frequenz von 10 Hz ein- und ausgeschaltet (Schna 76). Die Datenaufnahme erfolgte an der PDP11/40-Rechenanlage mit dem Programm "EDDA" (Urb 77) über zwei Routingsysteme (Tre 76) und zwei ADC's. Die polarimeterdaten wurden mit einem externen Vielkanalanalysator (Fa. Nuclear Data) ebenfalls über ein Routingsystem aufgenommen und ausgewertet. Die Strahlpolarisation betrug ca. 60%. In Abb. 2.8.1 sind die gemessenen Analysierstärken dargestellt. Für die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde außerdem eine Messung an einem Goldtarget und an ^{27}Al bei 4 MeV Einschußenergie durchgeführt. Anhand der Goldmessung konnten die relativen Raumwinkel für die einzelnen Detektoren bestimmt werden, da bei dieser Energie für Gold nur Rutherford-Streuung vorliegt. Mit Hilfe der 4MeV-Al-Messung wurde dann

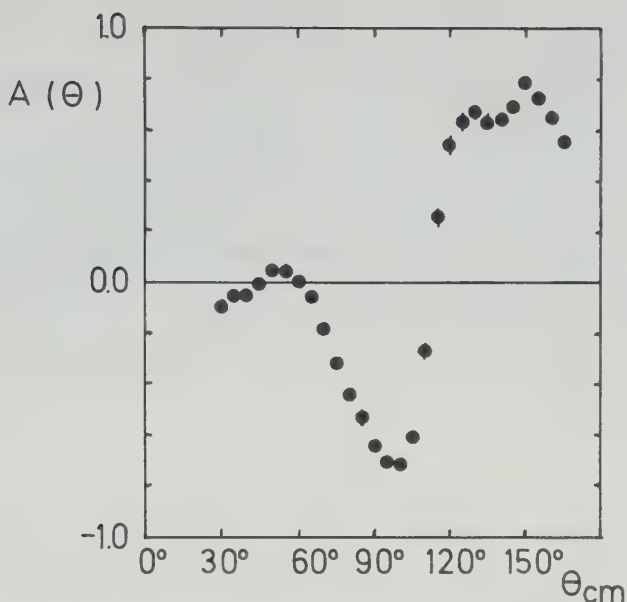


Abb. 2.8.1: Gemessene Winkelverteilung der Analysierstärke für die Reaktion $^{27}\text{Al}(\bar{p}, p_0)$ bei 10.35 MeV.

die absolute Eichung bezüglich der Al-Targetdicke vorgenommen. Die erhaltenen Zählraten wurden bei allen Messungen auf die Summe der Monitorzählraten normiert, wobei für die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte nur die unpolarisierten Zählraten verwendet wurden. Abb. 2.8.2 zeigt die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte. Die angegebenen Fehler beinhalten die statistischen Fehler und die Fehler aus den verschiedenen Normierungen.

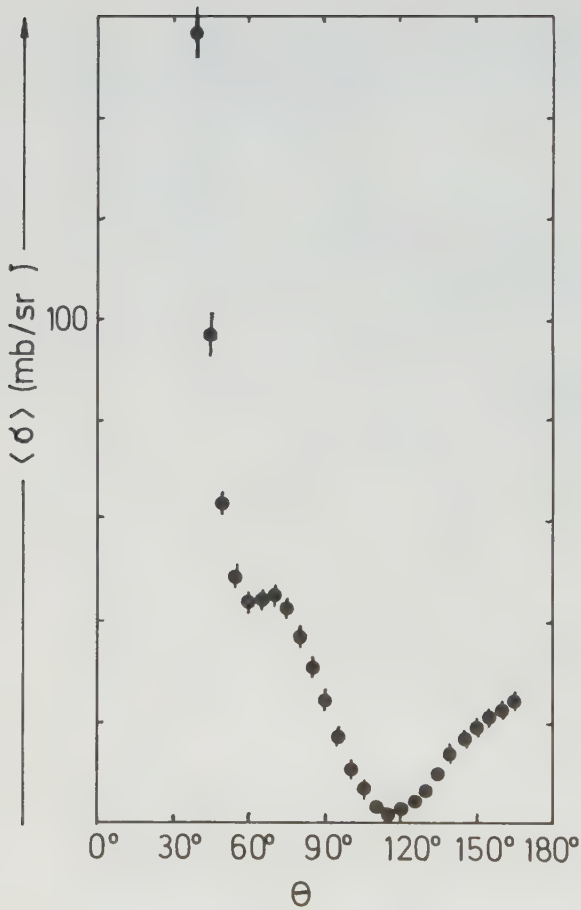


Abb. 2.8.2: Gemessene Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $^{27}\text{Al}(p, p_0)$ bei 10.35 MeV.

3. Theorie

3.1. Das Optische Modell

Die elastische Streuung von Nukleonen an einem Targetkern mit Spin $I=0$ wird im allgemeinen mit Hilfe des Optischen Modells beschrieben. Als Potentialansatz wählt man dafür

$$V_{\text{opt}}(r) = V_C(r) - V_R f(r_R, a_R, r) - iW_V f(r_I, a_I, r) + \\ + i4a_S W_S f'(r_I, a_I, r) + \\ + V_{SO} (h/mc)^2 1/r f'(r_{SO}, a_{SO}, r) \vec{\sigma} \cdot \vec{I}$$

(Gl. 3.1.1)

wobei

$$V_C(r) = \begin{cases} Ze^2 / 2R_C (3 - r^2/R_C^2) & , r < R_C \\ Ze^2 / r & , r \geq R_C \end{cases}$$

das Coulomb-Potential, V_R und W_V das reelle bzw. imaginäre Zentralpotential mit entsprechenden Woods-Saxon-Formfaktoren, W_S das Oberflächenabsorptionspotential mit abgeleitetem Woods-Saxon-Formfaktor und V_{SO} das Spin-Bahn-Potential mit Thomas-Formfaktor bedeuten. Handelt es sich um ein Target mit Spin $I \neq 0$, dann muß zusätzlich noch den auftretenden Spin-Spin-Kräften Beachtung geschenkt werden. Der gebräuchlichste Potentialansatz im Optischen Modell ist dafür (Hus 73) ein sphärisches Spin-Spin-Potential

$$U_{SS}(r) = -V_{SS} f_0(r) \vec{\sigma} \cdot \vec{I} \quad (\text{Gl. 3.1.2})$$

und ein Tensor-Spin-Spin-Potential

$$U_{ST}(r) = -\frac{1}{2} V_{ST} f_T(r) \left[3(\vec{\sigma} \cdot \vec{r})(\vec{I} \cdot \vec{r}) - \vec{\sigma} \cdot \vec{I} \right] \quad (\text{Gl. 3.1.3})$$

V_{SS} und V_{ST} bedeuten hier wieder die jeweiligen Potentialtiefen, f_0 und f_T die Formfaktoren, $\vec{\sigma}$ und $\vec{I}$ den Teilchen- bzw. den Targetspinoperator.

Satchler (Sat 71) benutzte für die Berechnung des sphärischen Spin-Spin-Terms (Gl. 3.1.2) ein Faltungsverfahren, wobei er das Potential durch Mittelung einer effektiven Wechselwirkung zwischen dem Projektil und einem Targetnukleon über die Nukleonenverteilung im Targetkern konstruierte. In dem extremen Einteilchen-Modell reduziert sich die Spin-Spin-Wechselwirkung auf die Wechselwirkung des Projektils mit dem Valenznukleon des Targetkerns (inert Core plus 1 Valenznukleon). Damit kann das Volumenintegral von $U_{SS}(r)$ mit dem Volumenintegral $J_{\sigma\sigma}$ des Spin-Spin-Terms der Nukleon-Nukleon-Streuung in Beziehung gebracht werden:

$$4\pi V_{SS} \int f_0(r) r^2 dr = \frac{-1(j-1+\frac{1}{2})}{1+\frac{1}{2}} J_{\sigma\sigma} \quad (Gl. 3.1.4)$$

Da $J_{\sigma\sigma}$ als konstant angenommen wird, ergibt sich für $U_{SS}(r)$ bzw. V_{SS} eine $1/A$ - Abhängigkeit.

3.2. Der Depolarisationsparameter

Für die Untersuchung der Spin-Spin-Terme eignet sich wie schon eingangs erwähnt, besonders der Depolarisationsparameter D , der sich aus den Streuamplituden wie folgt bestimmen läßt (Hus 73):

$$D(\theta) = \frac{\sum_{M_i M_f} \text{tr}(\vec{f} \hat{\sigma} \hat{n} \vec{f}^+ \hat{\sigma} \hat{n})}{\sum_{M_i M_f} \text{tr}(f f^+)} \quad (Gl. 3.2.1.)$$

f : Streuamplituden
 $\vec{\sigma}$: Teilchenspinoperator
 $\hat{n}$: Streunormale
 $n = (\vec{k}_i \times \vec{k}_f) / |\vec{k}_i \times \vec{k}_f|$
M : Targetspinoperatoren.

Der Zusammenhang zwischen der Spin-Spin-Wechselwirkung und dem D-Parameter läßt sich anschaulich über die Spinflipwahrscheinlichkeit erklären. Die Spinflipwahrscheinlichkeit ist definiert als:

$$S = \frac{\sigma_{+-} + \sigma_{-+}}{\sigma_{++} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+} + \sigma_{--}} \quad (\text{Gl. 3.2.2.})$$

wobei die σ 's den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Indizes die Spinprojektionen des einfallenden und des gestreuten Teilchens bedeuten. Andererseits erhält man für die Depolarisation (Kat 70)

$$D = \frac{\sigma_{++} - \sigma_{+-} - \sigma_{-+} + \sigma_{--}}{\sigma_{++} + \sigma_{+-} + \sigma_{-+} + \sigma_{--}} \quad (\text{Gl. 3.2.3.})$$

Aus Gl. 3.2.2. und Gl. 3.2.3. ergibt sich somit

$$D = 1 - 2S \quad (\text{Gl. 3.2.4.})$$

Eine endliche Spinflipwahrscheinlichkeit, hervorgerufen durch die Spin-Spin-Wechselwirkung, führt zu einer Abweichung von D von der Eins.

3.3 Compoundkernreaktionen

Bei der Streuung von Nukleonen an Kernen im Niederenergiebereich treten neben den direkten Reaktionen auch Compoundkernreaktionen auf. Bildung und Zerfall des Compoundkerns erfolgen unter Berücksichtigung der Drehimpulskopplung über alle energetisch möglichen Kanäle. Nach der Bohr'schen Hypothese (Boh 36) gehen Bildung und Zerfall des Compoundkerns unabhängig voneinander vor sich. Für die Beschreibung der Compoundkernreaktionen ist deshalb die Kenntnis der gesamten S-Matrix notwendig. Die Berechnung der S-Matrix kann innerhalb eines statistischen Modells, wie es die Hauser-Feshbach-Theorie (HF 52) ist, erfolgen, wobei angenommen wird, daß sehr viele Compound-Zustände angeregt werden, da die Energieunschärfe des einfallenden Strahls groß gegenüber der Breite und des Abstandes der einzelnen Niveaus sein soll. Eine weitere Annahme ist der Ausschluß von direkten Reaktionsbeiträgen in den inelastischen Kanälen des Compoundkernes. Das bedingt, daß die direkte, d.h. energiegemittelte, S-Matrix diagonal ist,

$$\langle S_{cc'} \rangle = \delta_{cc'} \langle S_{cc} \rangle \quad (\text{Gl. 3.3.1})$$

und die Bildungs- und Zerfallskanäle unkorreliert sind. Die Interferenzterme der 2.Momente der fluktuierenden S-Matrix müssen deshalb verschwinden.

$$\langle S_{cc'}^{f1} S_{c''c'''}^{f1*} \rangle = \delta_{cc''} \delta_{c'c'''} \langle |S_{cc}^{f1}|^2 \rangle \quad (\text{Gl.3.3.2})$$

Daraus folgt, daß Interferenzerscheinungen, wie z.B. die Analysierstärke, bei energiegemittelten Compoundkernreaktionen nicht auftreten.

In der Hauser-Feshbach-Theorie berechnen sich die 2.Momente der S-Matrix aus

$$\langle \left| S_{cc'}^{fl} \right|^2 \rangle = \frac{T_c T_{c'}}{\sum_{c''} T_{c''}} \quad (\text{Gl. 3.3.3})$$

T_c : Transmissionskoeffizient
 c, c' : Eingangs- bzw. Ausgangs-
 kanal.

Die Summation läuft über alle offenen Kanäle. Die Transmissionskoeffizienten werden aus der direkten S-Matrix berechnet:

$$T_c = 1 - \left| \langle S_{cc} \rangle \right|^2 \quad (\text{Gl. 3.3.4})$$

also $0 \leq T_c \leq 1$.

Die T_c 's sind ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß ein Compoundkern über den Kanal c gebildet wird oder zerfällt. Der energiegemittelte differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich dementsprechend in einen direkten und einen fluktuierenden Anteil aufspalten:

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle = \langle \sigma_{cc'}^{di} \rangle + \sigma_{cc'}^{fl} \quad (\text{Gl. 3.3.5})$$

und, da $\langle \sigma_{cc'}^{di} \rangle = \sigma_{cc'}^{di}$,

$$\langle \sigma_{cc'} \rangle = \sigma_{cc'}^{di} + \sigma_{cc'}^{fl} \quad (\text{Gl. 3.3.6})$$

Von Moldauer (Mol 64) wurde die Hauser-Feshbach-Theorie dahingehend erweitert, daß die Tatsache berücksichtigt wurde, daß im allgemeinen über viele Compoundzustände mit verschiedenen großen Partialbreiten gemittelt wird. Moldauer führte

dazu den Width-Fluctuation-Korrekturfaktor W_{cc} , ein:

$$\langle |S_{cc}^{fl}|^2 \rangle = \sum_{c''} \frac{T_c T_{c'}}{T_{c''}} \cdot W_{cc'} \quad (\text{Gl. 3.3.7})$$

W_{cc} beinhaltet eine statistische Verteilung der Partialbreiten und auch Abweichungen von der Bohr'schen Hypothese. Im Falle einer Porter-Thomas-Verteilung (Por 56, Mol 64) für die Partialbreiten kann W_{cc} folgende Werte annehmen:

wenige offene Kanäle viele offene Kanäle

für $c \neq c'$	$1/2$	$\leq$	$W_{cc'}$	$\leq$	1
für $c = c'$	$3/2$	$\leq$	$W_{cc'}$	$\leq$	3.

Dies gilt jedoch nur für den Fall schwacher Absorption, d.h. $T_c \ll 1$.

Für den Fall mittlerer und starker Absorption und daß direkte Reaktionen zwischen den Kanälen eine Rolle spielen, bedarf die konventionelle Hauser-Feshbach-Theorie einer weiteren Modifizierung. Dies geschieht im Formalismus von Hofmann, Richert, Tepel und Weidenmüller (HRTW 75). Die direkten Reaktionen sind gleichbedeutend mit einer nichtdiagonalen S-Matrix. Diese nichtdiagonalen Matrixelemente induzieren nichtstatistische Korrelationen zwischen den entsprechenden Kanälen des Compoundkerns und erzeugen nichtverschwindende Interferenzterme der 2. Momente in S^{fl} .

$$\langle S_{cc'}^{fl} S_{c''c'''}^{fl*} \rangle \neq 0 \quad (\text{Gl. 3.3.8})$$

Damit können zu den Observablen wie Polarisierung oder Analysierstärke im allgemeinen Fall auch die Compoundprozesse beitragen. Ausgangspunkt für die Berechnung dieser Terme ist

wieder die direkte S-Matrix. Nach Satchler (Sat 63) bildet man aus $\langle S_{cc'} \rangle$ eine verallgemeinerte Transmissionsmatrix:

$$P_{cc'} = \delta_{cc'} - \sum_{c''} \langle S_{cc''} \rangle \langle S_{c''c'} \rangle \quad (\text{Gl. 3.3.9})$$

Durch Anwendung einer unitären Transformation auf $\langle S \rangle$ und $\langle P \rangle$ (Eng 73) transferiert man das Problem aus dem Hilbert-Raum der physikalischen Kanäle $c, c', \dots$ in einen Hilbert-Raum mit den Kanälen $k, k', \dots$. Als Lösungen für die fluktuierende S-Matrix erhält man

$$\text{für } k \neq k' \quad \langle |S_{kk'}^{fl}|^2 \rangle = \frac{V_k V_{k'}}{\sum_{k''} V_{k''}} \quad (\text{Gl. 3.3.10})$$

$$\text{für } k = k' \quad \langle |S_{kk}^{fl}|^2 \rangle = \frac{V_k^2}{\sum_{k''} V_{k''}} \cdot W_k \quad (\text{Gl. 3.3.11})$$

W_k wird als compound-elastischer Enhancementfaktor bezeichnet. Die Größen V_k und W_k sind über die Unitaritätsbeziehung verknüpft:

$$p_k = \sum_{k'} \langle |S_{kk'}^{fl}|^2 \rangle = V_k + \frac{V_k^2}{\sum_{k''} V_{k''}} \cdot (W_k - 1) \quad (\text{Gl. 3.3.12})$$

Diese quadratische Gleichung für V_k hat eine einzige Lösung (Tep 74). Die p_k 's werden als verallgemeinerte Transmissionskoeffizienten bezeichnet, von denen W_k abhängt:

$$W_k = 1 + 2(1 + p_k^{0.3+1.5p_k / \sum_{k''} p_{k''}})^{-1} + (p_k - \bar{p}) / \sum_{k''} p_{k''} \quad (\text{Gl. 3.3.13})$$

mit $\bar{p}$ = arithmetisches Mittel aus allen p_k 's

In dem Formalismus von Hofmann, Richert, Tepel und Weidenmüller werden die V_k 's nun mittels eines Iterationsverfahrens berechnet:

$$V_k = p_k \left[1 + V_k^{(1)} / \sum_{k''} V_{k''}^{(1)} \cdot (W_k - 1) \right]^{-1} \quad (\text{Gl. 3.3.14})$$

mit

$$V_k^{(1)} = p_k \left[1 + p_k / \sum_{k''} p_{k''} \cdot (W_k - 1) \right]^{-1} \quad (\text{Gl. 3.3.15})$$

Für die vorliegende Analyse wurde zur Vereinfachung die Annahme gemacht, daß außer der elastischen Streuung keine direkten Reaktionen vorliegen, d.h., daß die Transmissionsmatrix bereits diagonal ist. Damit gehen die p_k in die üblichen Transmissionskoeffizienten T_c über. Die Berechtigung für diese Vereinfachung liegt darin, daß der elastische Enhancementfaktor W_k für den Grenzfall vieler offener Kanäle und starker Absorption den Wert 2 annimmt, unabhängig davon, ob direkte Reaktionen vorliegen oder nicht (Kaw 73). Im Grenzfall vieler offener Kanäle und schwacher Absorption besitzt W_k den Wert 3. In beiden Fällen gehen unter der obigen Annahme die V_k 's in die T_c 's über. Für die Streuung an Kernen mit $\text{Spin} \neq 0$ gibt es aufgrund von Spinflips auch in den elastischen Kanälen solche mit $c \neq c'$, wodurch das elastische Enhancement $\sigma^{ce} / \sigma^{HF}$ kleiner als W_k werden kann.

Für die Depolarisation kann man bei gleichzeitigem Beitrag von direkten und compound-elastischen Reaktionen, ausgedrückt in Termen der Unterwirkungsquerschnitte, schreiben (Kat 75):

$$D(\theta) = \frac{\sigma_{++}^{di} + \sigma_{++}^{ce} - \sigma_{+-}^{di} - \sigma_{+-}^{ce} - \sigma_{-+}^{di} - \sigma_{-+}^{ce} + \sigma_{--}^{di} + \sigma_{--}^{ce}}{\sigma_{++}^{di} + \sigma_{++}^{ce} + \sigma_{+-}^{di} + \sigma_{+-}^{ce} + \sigma_{-+}^{di} + \sigma_{-+}^{ce} + \sigma_{--}^{di} + \sigma_{--}^{ce}}$$

(Gl. 3.3.16)

mit σ_{++}^{di} : direkter Wirkungsquerschnitt
 σ_{++}^{ce} : compoundelastischer WQ.
 $+, -$: Teilchenspinprojektion vor und nach der Streuung.

Unter der Annahme, daß $\sigma_{+-}^{di} = \sigma_{-+}^{di}$ und $\sigma_{+-}^{ce} = \sigma_{-+}^{ce}$ ist, erhält man durch entsprechendes Umformen:

$$D(\theta) = \frac{\sigma_{++}^{di}}{\sigma_{++}^{di} + \sigma_{++}^{ce}} D^{di}(\theta) + 2 \frac{\sigma_{++}^{ce} - \sigma_{+-}^{ce}}{\sigma_{++}^{di} + \sigma_{++}^{ce}}$$

(Gl. 3.3.17)

σ_{++}^{ce} : compoundelast. nonspinflip
 Wirkungsquerschnitt
 σ_{+-}^{ce} : compoundelast. spinflip
 Wirkungsquerschnitt
 D^{di} : Depolarisation des direkten
 Beitrags

3.4. Der Quadrupolspinflip

Bei der Messung der Depolarisation an Kernen mit Spin $I > \frac{1}{2}$ kann jedoch auch ein Quadrupolspinflip auftreten, der ebenfalls den Wert von D vermindert (Bla 75). Wird bei der elastischen Streuung ein Drehimpuls J auf den Kern übertragen, kann man die Streuamplituden nach zugehörigen J-Werten aufspalten und nach Multipolen entwickeln (Dav 64):

$$f_{M'M, \mu' \mu} = \sum_{J=0}^{2I} \sum_m (IJ, M', -m | IM) (2J+1)^{\frac{1}{2}} f_{m\mu\mu'}^{(J)}$$

(Gl. 3.4.1)

mit J : transferierter Drehimpuls
M : Targetspinprojektionen
 μ : Teilchenspinprojektionen
m : Projektion von J.

Den größten Beitrag liefert die Streuamplitude mit J=0. Dieser wird mit dem gewöhnlichen Optischen Potential beschrieben. Der J=1 Beitrag stammt z.B. aus der sphärischen oder tensoriellen Spin-Spin-Wechselwirkung und kann mit Hilfe der DWBA bestimmt werden. Für ein Target mit Spin I sind Werte für J von 0 bis 2I möglich. Somit ergibt sich für $I > 1/2$ als nächst wichtigster Beitrag der mit J=2. Die dafür verantwortliche Wechselwirkung ist die, die auch die starke inelastische Anregung von tiefliegenden Zuständen mit J=2 verursacht. Meist ist jedoch der J=0 Monopol-Beitrag dominant im Vergleich zum J=2 Quadrupol-Beitrag.

Nimmt man an, daß die Quadrupol-Spinflipwahrscheinlichkeit der elastischen Streuung die der inelastischen widerspiegelt, und ist der J=2 Beitrag nicht vernachlässigbar, so erwartet man eine merkbliche Abweichung in der Depolarisation von der Eins. Wählt man das Koordinatensystem gemäß der Madison-Konvention (MadKon), dann kann unter Anwendung des Bohr'schen Theorems (Boh 59) ein Spinflip nur für ungerade m-Werte auftreten.

Den elastischen differentiellen Wirkungsquerschnitt kann man schreiben als:

$$\sigma_{el} = \frac{1}{2} \sum_{J\mu m} \left| f_{m\mu}^{(J)} \right|^2 \quad (\text{Gl. 3.4.2})$$

und entsprechend die elastische Spinflipwahrscheinlichkeit:

$$S_{el} = \frac{\sum_{J\mu m} \left| f_{m\mu}^{(J)} \right|^2}{2 \sigma_{el}} \quad m \text{ ungerade} \quad (\text{Gl. 3.4.3})$$

Für die elastische Quadrupol-Spinflipwahrscheinlichkeit erhält man daraus:

$$S_{el}^{(2)} = \frac{\sum_{\mu m} \left| f_{m\mu}^{(2)} \right|^2}{2 \sigma_{el}} \quad m \text{ ungerade} \quad (\text{Gl. 3.4.4})$$

Damit ergibt sich als Auswirkung der elastischen Quadrupol-Spinflipwahrscheinlichkeit eine "Quadrupol-Depolarisation".

$$D^{(2)} = 1 - 2 S_{el}^{(2)} \quad (\text{Gl. 3.4.5})$$

4. Analyse der Daten

4.1. Bestimmung der Optischen Modell Parameter

Stammen die Meßwerte für die Analysierstärke und den differentiellen Wirkungsquerschnitt nur aus einer direkten Reaktion, so können die Optischen Modell Parameter aus einem Fit an σ und A festgelegt werden. Da bei dieser Arbeit aber neben direkten Reaktionen auch Compound-Beiträge vorhanden sind, erfolgt die Bestimmung der Optischen Modell Parameter über einen Fit an die energiegemittelte Observable $\langle \sigma A \rangle$,

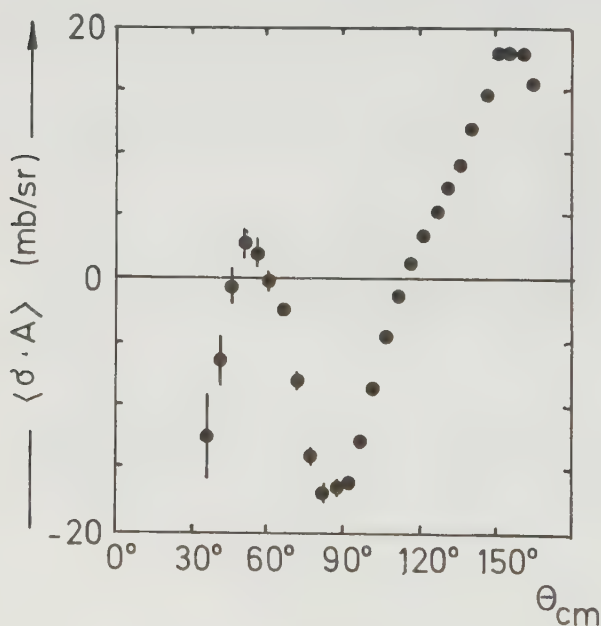


Abb.4.1.1: Winkelverteilung von $\langle \sigma \cdot A \rangle$ für die elastische Streuung von Protonen an ^{27}Al bei 10.35 MeV.

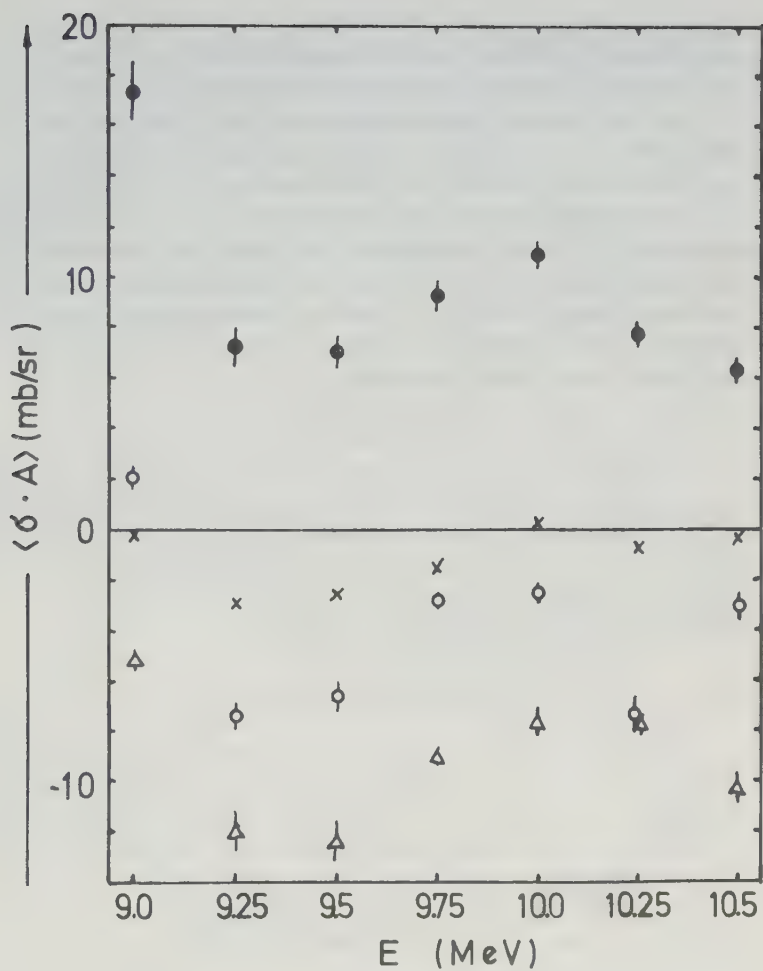


Abb. 4.1.2: Anregungsfunktion von $\langle \sigma \cdot A \rangle$ für vier Winkel
 50° ($\bullet$), 70° ($\circ$), 90° (Δ), 110° ($\times$)
 (aus Jor 79).

die bei ausreichender Energiemittelung nur von direkten Beiträgen abhängt (Tho 67). Die Energiemittelung wird dabei durch das dicke Target verursacht ($\Delta E \sim 260$ keV). In Abb. 4.1.1 ist die gemessene Winkelverteilung für $\langle \sigma_A \rangle$ dargestellt. Abb. 4.1.2 zeigt die von Jordan (Jor 79) gemessene Anregungsfunktion für $\langle \sigma_A \rangle$ für vier Streuwinkel. In Abb. 4.1.3 ist die Anregungsfunktion des differentiellen Wirkungsquerschnitts (Ell 66) dargestellt. Man sieht anhand dieser beiden Abbildungen, daß bei der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Energie von 10.35 MeV die Fluktuationen schon sehr schwach sind, so daß die Energiemittelung durch das Target wohl hinreichend groß war.

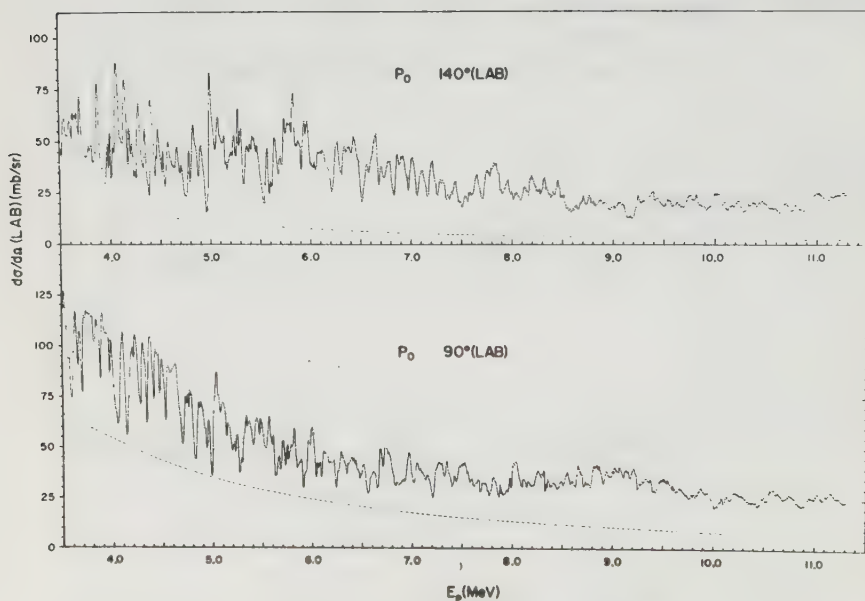


Abb. 4.1.3: Anregungsfunktion des differentiellen Wirkungsquerschnitts für $^{27}\text{Al}(p, p_0)$ (Ell 66).

Zur Analyse wurde das Programm PEREY (Per 63, Jor 79) verwendet. Als Starthilfe wurden die globalen Parametersätze von Perey (Per 63) und von Rosen et al. (Ros 65/2) herangezogen. Um die vorhandenen Mehrdeutigkeiten zwischen Geometrie- und Potential-Parametern - bekannt sind vor allem $V_{R,R}^{a} = \text{const}$ für den Realteil und $W_{S,S}^{a} = \text{const}$ für den Imaginärteil (Hod 71) - auszuschließen, wurden sogenannte "Grid-Searches" durchgeführt. Dabei wurden z.B. der Radius des Realpotentials oder die Diffuseness der Oberflächenabsorption innerhalb gewisser physikalischer Grenzen variiert, und die anderen Parameter zum Fit freigegeben. Bei allen Fits wurde darauf geachtet, daß neben $\langle \sigma A \rangle$ auch der differentielle Wirkungsquerschnitt gut beschrieben wurde. Dieser wurde in einem iterativen Prozeß gemäß der Formel

$$\sigma^{di} = \langle \sigma \rangle - \sigma^{ce} \quad (\text{Gl. 4.1.1})$$

σ^{di} : direkter Wirkungsquerschnitt
 $\langle \sigma \rangle$: gemessener Wirkungsquerschnitt
 σ^{ce} : compoundelastischer
 Wirkungsquerschnitt

bestimmt. Die Berechnung des compoundelastischen Wirkungsquerschnitts wird in Kap. 4.3 beschrieben. Es stellte sich dabei heraus, daß der Radius des Imaginärpotentials stark verringert werden mußte. Um eine eventuelle Vieldeutigkeit von $W_{S,I}^{a}$ auszuschließen, wurde auch für r_I ein "Grid-Search" durchgeführt. In Tabelle 4.1.1 sind neben verschiedenen Literatur-Parametersätzen auch der "Bestfit"-Parametersatz aufgelistet. In Abb. 4.1.4 und 4.1.5 sind die mit dem "Bestfit"-Parametersatz errechneten Werte für $\langle \sigma \rangle$ und $\langle \sigma A \rangle$ dargestellt.

	Ros	Per	Bestfit
V_R (MeV)	50.31	56.00	58.22
r_R (fm)	1.25	1.25	1.20
a_R (fm)	0.64	0.65	0.52
W_S (MeV)	7.95	11.50	7.86
r_I (fm)	1.25	1.25	0.75
a_I (fm)	0.64	0.47	0.40
V_{SO} (MeV)	6.20	7.50	8.41
r_{SO} (fm)	1.25	1.25	1.20
a_{SO} (fm)	0.64	0.65	0.62
R_C (fm)	1.25	1.21	1.21
J_V/A (MeVfm ³)	530	590	508
J_W/A (MeVfm ³)	146	149	33

Tabelle 4.1.1: Optische Modell Parametersätze von Rosen (Ros 65/2), Perey (Per 63) und die "Best-fit"-Parameter. Zusätzlich eingetragen sind die Volumenintegrale (Fes 58, vOe 74) für das reelle und das imaginäre Potential

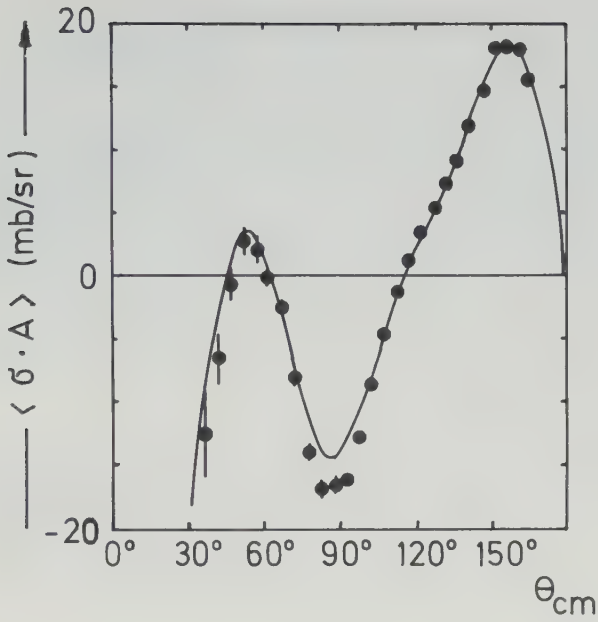


Abb. 4.1.4: Winkelverteilung von $\langle \sigma \cdot A \rangle$, durchgezogene Kurve:
"Bestfit" aus OM-Rechnungen.

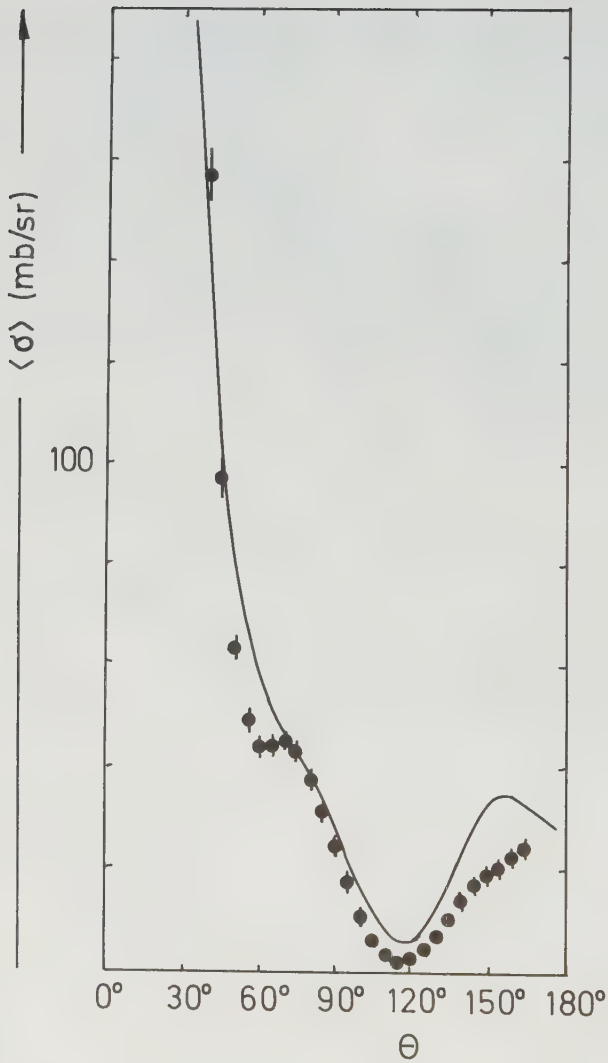


Abb. 4.1.5: Direkter differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{27}\text{Al}(\bar{p}, p_0)$ bei 10.35 MeV, durchgezogene Kurve: "Bestfit" mit OM-Rechnungen.

4.2. Berechnung des Compound-Anteils an der Depolarisation

Die Rechnungen für den compoundelastischen differentiellen Wirkungsquerschnitt wurden mittels des Programms HFP 4 nach dem Formalismus von Hofmann, Richert, Tepel und Weidenmüller bestimmt. Das Programm wurde so modifiziert, daß wahlweise der compoundelastische, der nonspinflip-compoundelastische oder der spinflip-compoundelastische Wirkungsquerschnitt berechnet werden konnte. Als offene Zerfallskanäle des Compoundkerns wurden 24 (p,p)-, 13 (p,n)- und 24 (p, α)-Kanäle berücksichtigt. Andere Zerfallsprozesse wurden vernachlässigt. Die Parameter für die Protonenkanäle wurden aus dem "Bestfit" des Optischen Modells verwendet, die Neutronen-Potentiale wurden von Carlson et al. (Car 75) übernommen und die α -Potentiale stammen von Brady et al. (Bra 67). Anregungsenergien, Spin und Parität der beitragenden Endkernniveaus wurden von Endt und van der Leun (End 78) übernommen und in den Rechnungen explizit berücksichtigt. Der compoundelastische Beitrag zur Depolarisation ergibt sich aus der Formel (Gl. 3.3.17)

$$D = \frac{\sigma^{di}}{\langle \sigma \rangle} D^{di} + 2 \frac{\sigma_{++}^{ce} - \sigma_{+-}^{ce}}{\langle \sigma \rangle}$$

und ist in Abb. 4.2.1 dargestellt, wobei $D^{di} = 1$ gewählt wurde, und $\langle \sigma \rangle$ die Summe aus direktem differentiellen Wirkungsquerschnitt aus Coupled-Channel-Rechnungen (siehe Kap. 4.3) und dem differentiellen compoundelastischen Wirkungsquerschnitt ist. Anhand obiger Formel konnten nun die Depolarisationswerte auf den Compound-Beitrag korrigiert werden.

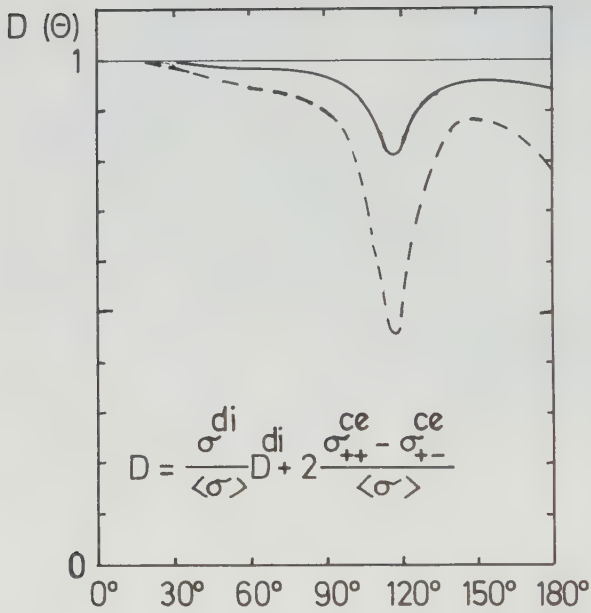
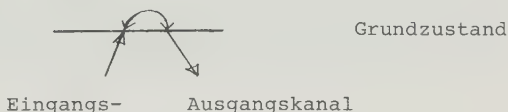


Abb. 4.2.1: Errechnete Depolarisation aufgrund von Compoundbeiträgen mit $D^{di} = 1$; durchgezogene Kurve: 1. und 2. Term, gestrichelte Kurve: nur 1. Term.

4.3 Ermittlung des Quadrupolspinflip-Beitrags zur Depolarisation

Die aus der Messung erhaltenen Werte für die Depolarisation wurden zur vereinfachten Bestimmung der Spin-Spin-Potentiale auch bezüglich des Quadrupolspinflips korrigiert. Die Berechnung des Quadrupolspinflips bzw. der "Quadrupol"-Depolarisation $D^{(2)}$ erfolgte mit dem Coupled-Channel-Programm CHAC von P.D.Kunz (CHAC), welches entsprechend verändert wurde. Insbesondere wurde eine Abfrage bezüglich eines Spinflips bei elastischer Streuung eingebaut. Verlangt wird dabei ein Gesamtdrehimpulsübertrag $\Delta J=2$, ein Bahndrehimpulsübertrag $\Delta L=2$ und kein Spinübertrag, $\Delta S=0$ (2-2-0-Kopplung). Dieses Kopplungsschema entspricht einer "Reorientierung" der magnetischen Spinquantenzahlen des Grundzustandes bei der elastischen Streuung.



Bei den Rechnungen wurde zur Vereinfachung nur der elastische Kanal betrachtet. Als Kopplung wurden zugelassen $\Delta J=\Delta L=\Delta S=0$ (0-0-0-Kopplung für elastische Streuung ohne Drehimpulsübertrag) und $\Delta J=\Delta L=2, \Delta S=0$ (2-2-0-Kopplung für Quadrupolspinflip). Als Potentialparameter wurden die "Best-fit"-Parameter aus den Optischen Modell Rechnungen genommen. In Abb. 4.3.1 ist die Winkelverteilung von $D^{(2)}$ mit verschiedenen β_2 -Werten dargestellt.

Der für die Rechnung benötigte β_2 -Wert wurde aus dem von Weber (Web 81) gemessenen spektroskopischen Quadrupolmoment gemäß nachfolgender Formeln zu $\beta = 0.31$ berechnet.

Zusammenhang zwischen spektroskopischem und intrinsischem Quadrupolmoment:

$$Q = \frac{3m_I - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_O \quad (\text{Gl. 4.3.1})$$

Q : spektroskopisches
Quadrupolmoment

Q_O : intrinsisches Quadrupol-
moment

I : Kernspin

m_I : Kernspinspinprojektion

Beziehung zwischen Quadrupolmoment und Deformationsparameter β_2 :

$$Q_O = \frac{3}{5} Z R^2 \beta_2 (1 + 0.36 \beta_2) \quad (\text{Gl. 4.3.2})$$

Z : Ladungszahl

R : Kernradius = $R_O A^{1/3}$

Die auf Grund von Spin-Spin-Kräften und vom Quadrupolspinflip verursachte Depolarisation beruht in beiden Fällen auf direkten Reaktionsprozessen. Es wurde deshalb folgender naheliegender Ansatz gewählt:

$$D^{di} = 1 - 2 (S^{SS} + S^{(2)}) \quad (\text{Gl. 4.3.3})$$

D^{di} : direkte Depolarisation

S^{SS} : Spinflip durch Spin-Spin-
Kräfte

$S^{(2)}$: Spinflip durch Quadrupol-
effekte

Aus den experimentellen Werten, die bereits auf den Compoundbeitrag korrigiert sind, erhält man daraus die durch die Spin-Spin-Kräfte verursachte Depolarisation:

$$D^{ss} = D^{di} + 1 - D^{(2)} \quad (\text{Gl. 4.3.4})$$

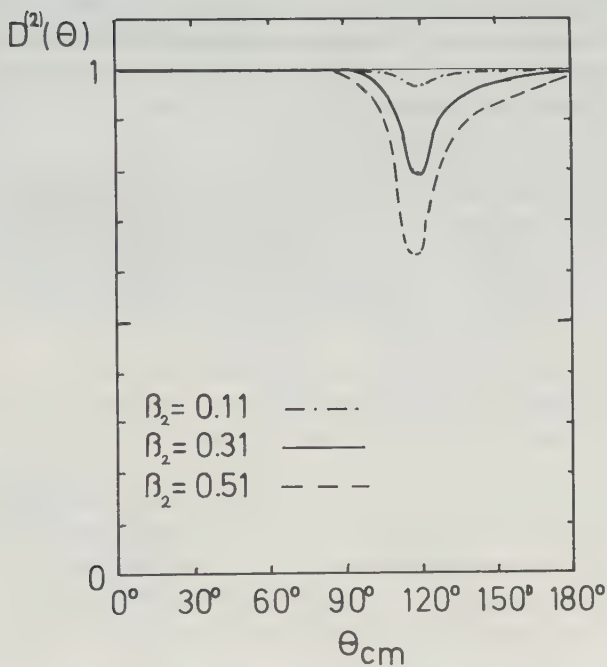


Abb. 4.3.1: Winkelverteilung der Quadrupoldepolarisation bei verschiedenen β_2 -Werten.

4.4 Untersuchung der Spin-Spin-Potentiale

Die gemessenen und auf Compound- und Quadrupoleffekte korrigierten Depolarisationswerte konnten nun zur weiteren Analyse bezüglich der Spin-Spin-Potentiale herangezogen werden. Es wurde dazu das DWBA-Rechenprogramm "SPINSOR" von Hussein und Sherif (Hus 73) verwendet, in welches noch die Fitroutine "SEARC" aus dem Optischen Modell Programm "PEREY" (Per 63) eingebaut wurde. In diesem Programm können verschiedene Formfaktoren für die Spin-Spin-Potentiale verwendet werden. Zur Verfügung stehen:

sphärisches Spin-Spin-Pot.	Tensor-Spin-Spin-Pot.
Volumen-	Volumen-
Volumen-	Surface-
Surface-	Volumen-
Surface-	Surface-

Woods-Saxon- bzw. abgeleiteter Woods-Saxon-Formfaktor. Als Optische Modell Parameter wurden wieder die "Bestfit"-Parameter eingesetzt. Es wurde dann versucht, durch sukzessive Freigabe des sphärischen und des tensoriellen Potentials unter Beibehaltung der anderen Parameter eine Beschreibung der Meßdaten zu erhalten, wobei die Geometrie-Parameter der Spin-Spin-Potentiale dieselben waren, wie die des reellen Potentials. Die erhaltenen "Bestfit"-Parameter für die Spin-Spin-Potentiale sind in Tabelle 4.1 dargestellt. Es zeigte

V_{SS} in MeV	1.46	0.0	1.32
V_{ST} in MeV	0.0	2.41	0.48
χ^2	15	25	15

Tabelle 4.1: "Bestfit" Spin-Spin-Potentiale
mit dazugehörigem χ^2

sich, daß eine Beschreibung der Daten nur mit reinem Tensorpotential nicht so gut zu erreichen war, wie bei Hinzunahme eines sphärischen Potentials. Der Fit mit reinem sphärischen Potential war jedoch in der Qualität vergleichbar mit einem Fit mit gemischten Potentialen. Die Freigabe der Geometrie-Parameter ergab keine Änderung derselben.

Die Untersuchungen der Formfaktoren ergaben Folgendes:

Die Beschreibung des ersten Minimums in der Winkelverteilung der Depolarisation gelang nur bei Verwendung eines Volumen-Formfaktors für das sphärische Potential. Dahingegen konnte für den Formfaktor des Tensorpotentials keine Aussage gemacht werden. Ebenso wenig sensitiv waren die Analysen in Bezug auf die Vorzeichen der Spin-Spin-Potentiale.

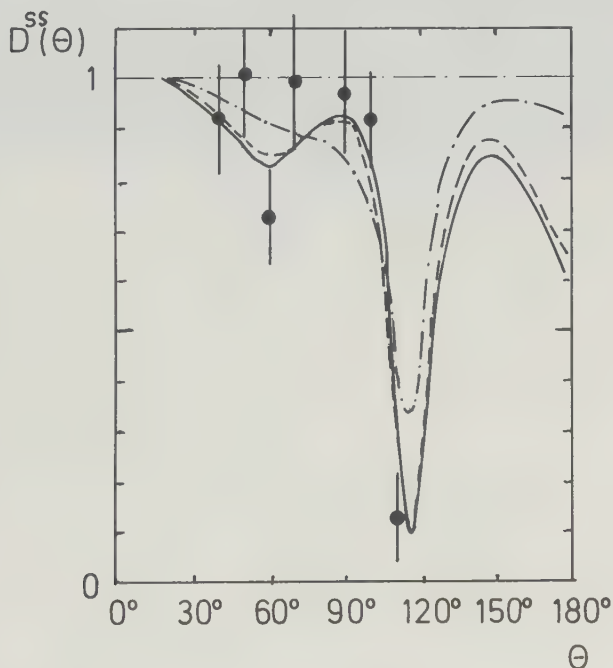


Abb. 4.4.1: Vergleich der korrigierten Depolarisationsdaten mit theoretischen Werten.

- : $V_{SS} = 1.46$ MeV , $V_{ST} = 0.0$ MeV
- - - : $V_{SS} = 1.32$ MeV , $V_{ST} = 0.48$ MeV
- · - : $V_{SS} = 0.0$ MeV , $V_{ST} = 2.41$ MeV

In Abb. 4.4.1 sind die bezüglich Compound- und Quadrupoleffekte korrigierten Depolarisationsdaten verglichen mit den theoretischen Werten bei Verwendung eines rein sphärischen, eines rein tensoriellen oder eines gemischten Spin-Spin-Potentials. Für die Spin-Spin-Potentiale wurden Volumen-Woods-Saxon Formfaktoren benutzt. Berechnet man die Depolarisation unter Hinzunahme aller beitragender Effekte, wie Spin-Spin-Wechselwirkung, Quadrupolspinflip und Compoundbeitrag, so können die theoretischen Werte direkt mit den gemessenen Depolarisationsdaten verglichen werden, wie in Abb. 4.4.2 gezeigt ist. Zusätzlich dazu sind Rechnungen mit $V_{ss}=0.0$ MeV und $V_{ss}=0.5$ MeV dargestellt. Man sieht, daß für ein sphärisches Spin-Spin-Potential $V_{ss}=1.46$ MeV für die Beschreibung der Meßdaten notwendig ist. Bei einer Veränderung von V_{ss} um 20% verschlechtert sich der χ^2 -Wert um 30%.

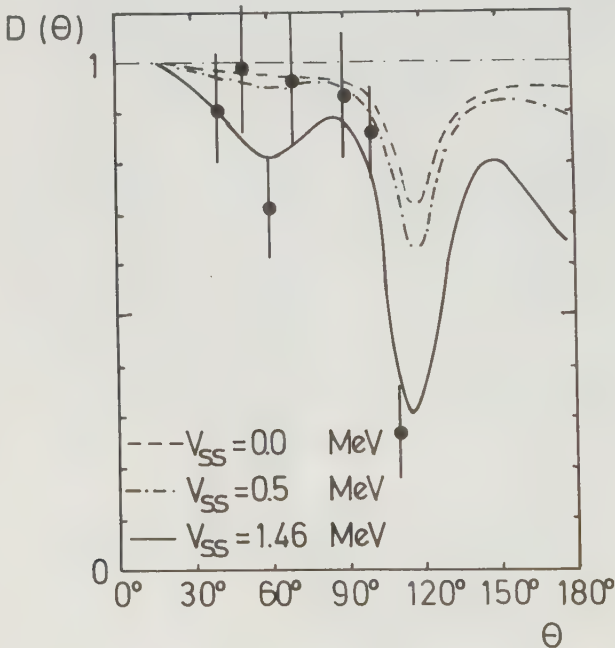


Abb. 4.4.2: Gemessene Depolarisation verglichen mit Rechnungen mit verschiedenen V_{ss} -Potentialen (siehe auch Text).

4.5 Schlußbemerkung

Durch Betrachtung des bei einem Spin-5/2- Kern auftretenden Quadrupolspinflips und unter Berücksichtigung der im Niederenergiebereich bei leichten Kernen vorhandenen Compoundkernreaktionen, bieten Depolarisationsmessungen eine Möglichkeit, sich einen Zugang zu den Spin-Spin-Kräften zu verschaffen. Dabei erscheint es sinnvoll, in der Nähe der Minima des differentiellen Wirkungsquerschnitts die Messungen durchzuführen, da bei diesen Streuwinkeln die Depolarisation ihre größten Abweichungen von der Eins aufweist.

Messungen bei mehreren Energien würden eine Aussage über die Energieabhängigkeit der Spin-Spin-Potentiale erlauben und außerdem eine experimentelle Möglichkeit für die Berücksichtigung von Compoundbeiträgen schaffen. Ein Vergleich mit anderen Targets wäre wünschenswert, um die theoretisch geforderte $1/A$ -Abhängigkeit nachzuweisen. Der Vergleich der in dieser Arbeit erhaltenen Spin-Spin-Potentialstärken für ^{27}Al mit den Ergebnissen für ^3He (siehe Einleitung) geben dafür einen gewissen Hinweis.

Untersuchungen an einem Spin-1/2-Kern wie ^{89}Y würden Quadrupolbeimischungen von vornherein ausschließen, und auch die Compoundbeiträge wären wegen der größeren Masse geringer als bei leichten Kernen, wodurch die Analysen einfacher und nicht so aufwendig wären. Wegen der kleinen Depolarisationseffekte müßte allerdings der experimentelle Fehler wesentlich kleiner gemacht werden ($\sim 0.1\%$).

Alle weiteren Untersuchungen lassen es wünschenswert erscheinen, die Intensität der im Polarimeter gestreuten Teilchen zu erhöhen, was einerseits durch eine Steigerung des polarisierten Teilchenstrahls möglich wäre, andererseits durch Umbau des QD-Magnetspektrometers in ein QDQ-Spektrometer. Der für den Ausbau des Magnetspektrometers nötige zweite Quadrupolmagnet ist bereits bei der Fa. Bruker bestellt, und die konstruktiven Vorarbeiten sind abgeschlossen.

Literaturverzeichnis

- (Bak 75) M.P.Baker, J.S.Blair, J.G.Cramer, T.Trainor, and W.Weitkamp, in Proc. of the Fourth International Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Zürich (1975) p.628
- (Bat 70) C.J.Batty and C.Tschalär, Nucl. Phys. A143 (1970) 151
- (Bev 69) P.R.Bevington, Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw Hill Book Comp., New York (1969)
- (Bir 74) J.Birchall, H.E.Conzett, J.Arviex, W.Dahme, and R.M.Larimer, Phys. Lett. 53B (1974) 165
- (Bir 75) J.Birchall, H.E.Conzett, F.N.Rad, S.Chintalapudi, and R.M.Larimer, in Proc. of the Fourth Intern. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Zürich (1975) p.630
- (Bit 79) G.Bittner, priv. Mitteilung (1979)
- (Bla 75) J.S.Blair, M.P.Baker, and H.S.Sherif, Phys. Lett. 60B (1975) 25
- (Boh 36) N.Bohr, Nature 137 (1936) 344
- (Boh 59) A.Bohr, Nucl. Phys. 10 (1959) 486
- (Bra 67) F.P.Brady, J.A.Jungermann, J.C.Young, Nucl. Phys. A98 (1967) 241
- (Cat 70) P.Catillon, in Polarization Phenomena in Nuclear Reaction, ed. H.H.Barschall and W.Haeberli (Univ. of Wisconsin Press, 1970) p. 657
- (CHAC) Coupled-Channel-Rechenprogramm von P.D.Kunz, Münchener Version
- (Cham 56) O.Chamberlain, E.Segre, R.D.Tripp, C.Wiegand, and T.Ypsilantis, Phys. Rev. 102 (1956) 1659

- (Cle 75) T.B.Clegg, W.J.Thompson, R.A.Hardekopf, and G.G.Ohlsen, in Proc. of the Fourth Int. Symp. on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions (1975) p.634
- (Dav 64) K.T.R.Davies and G.R.Satchler, Nucl.Phys. 53 (1964) 1
- (Ell 66) R.V.Elliot and R.H.Spear, Nucl. Phys. 84 (1966) 209
- (End 78) P.M.Endt, C.van der Leun, Nucl.Phys. A310 (1978) 1
- (Fesh 60) H.Feshbach, in Nuclear Spectroscopy part B ed. F.Ajzenberg-Selove (1960) 1033
- (Fish 67) T.R.Fisher et al., Phys. Rev. 157 (1967) 1149
- (Fish 69) T.R.Fisher, D.C.Healey, and J.S.McCarthy, Nucl. Phys. A130 (1969) 609
- (Fish 72) T.R.Fisher, H.A.Grench, D.C.Healey, J.S.McCarthy, D.Parks, and R.Whitney, Nucl. Phys. A179 (1972) 241
- (Har 76) R.A.Hardekopf and D.D.Armstrong, Phys. Rev. C13 (1976) 900
- (Hea 70) D.C.Healey, J.S.McCarthy, D.Parks, and T.R.Fisher, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 117
- (Hen 73) R.Henneck, Diplomarbeit (1973) Erlangen
- (Hen 79) R.Henneck, W.Kretschmer, H.Löh, G.Muhr, W.Stach, Nucl. Inst. and Meth. 158 (1979) 391
- (HF 52) W.Hauser, H.Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 366
- (HRTW 75) H.M.Hofmann, J.Richert, J.W.Tepel, H.A.Weidenmüller, Ann. Phys. 90 (1975) 403
- (Hod 71) P.E.Hodgson, Nuclear Reactions and Nuclear Structure (1971) Oxford
- (Hus 73) A.H.Hussein and H.S.Sherif, Phys. Rev. C8 (1973) 518
- (Jor 79) J.Jordan, Diplomarbeit (1979) Erlangen

- (Kat 70) K.Katori, T.Nagata, A.Uchida, and S.Kobayashi,
J. Phys. Soc. (Japan) 28 (1970) 1116
- (Kat 75) K.Katori, T.Nagata, O.Mikoshiba, and S.Kobayashi,
in Proc. of the Fourth Int. Symp. on Polarization
Phenomena in Nuclear Reactions, Zürich (1975)
- (Kli 77) G.Klier, Dissertation (1977) Erlangen
- (Kob 67) S.Kobayashi et al., Phys. Soc. Japan 22 (1967) 368
- (Kob 68) S.Kobayashi et al., Progr. Theoret. Phys.
(Kyoto) 40 (1968) 1451
- (MadKon) Madison Konvention, in Polarization Phenomena
in Nuclear Reaction, ed. H.H.Barschall and
W.Haeberli (Univ. of Wisconsin Press, 1970)
- (Mey 77) H.O.Meyer, T.P.Cleary, W.Haeberli, Nucl. Phys.
140 (1977) 85
- (Min 76) W.Mindt, Zulassungsarbeit (1976) Erlangen
- (Mol 64) P.A.Moldauer, Phys. Rev. 135 (1964) B642
- (Nag 70) K.Nagamine, A.Uchida, and S.Kobayashi,
Nucl. Phys. A145 (1970) 203
- (Ohl 72) G.G.Ohlsen, Rep. Prog. Phys. 35 (1972) 717
- (Ohl 73) G.G.Ohlsen and P.W.Keaton, Jr.,
Nucl. Inst. and Meth. 109 (1973) 41
- (Per 63) F.G.Perey, Phys. Rev. 131 (1963) 745
- (Por 56) C.E.Porter, R.G. Thomas, Phys. Rev. 104 (1956) 483
- (Pos 70) H.Postma, in Polarization Phenomena in Nuclear
Reactions, ed. H.H.Barschall and W.Haeberli,
(Univ. of Wisconsin Press, 1970) 373
- (Rie 76) W.Riemke, Zulassungsarbeit (1976) Erlangen
- (Ros 65) L.Rosen, in Proc. 2nd Int. Symp. on Polarization
Phenomena of Nucleons, ed. P.Huber and H.Schopper
(Birkhäuser Verlag, 1965) 253
- (Ros 65/2) L.Rosen, J.G.Beery, A.S.Goldhaber, E.H.Auerbach,
Annals of Physics 34 (1965) 96

- (Sat 71) G.R.Satchler, Phys. Lett. 34B (1971) 37
G.R.Satchler, Part. and Nucl. 1 (1971) 397
- (Schm 77) R.Schmelzer, K.Frank, M.Krautwurst, H.Kuiper,
H.Obermeyer, B.Seidler, E.Witzgall, Jahresbericht
77/78 des Physik. Inst. der Univ. Erlangen-
Nürnberg, S.7
- (Schna 76) H.Schnabel, Zulassungsarbeit, (1976), Erlangen
- (Sher 79) H.S.Sherif, Phys. Rev. C19 (1979) 1649
- (Spi 79) K.Spitzer, Zulassungsarbeit, (1979), Erlangen
- (Sta 67) A.P.Stamp, Phys. Rev. 153 (1967) 1052
- (Sta 77) N.Stamminger, Zulassungsarbeit, (1977), Erlangen
- (Tep 74) J.W.Tepel, H.M.Hofmann, and H.A.Weidenmüller,
Phys. Lett. 49B (1974) 1
- (Tho 67) W.J.Thompson, Phys. Lett. 25B (1967) 454
- (Tra 77) Trautner, Bedienungsanleitung der Programme
A15 und Z15 (1977), Erlangen, nicht veröffentlicht
- (Tre 76) H.-J.Trebst, Jahresbericht 76 des Physik. Inst.
der Univ. Erlangen-Nürnberg, S.95
- (Urb 77) P.Urbainsky, Jahresbericht 77/78 des Physik. Inst.
der Univ. Erlangen-Nürnberg, S. 160
- (vOe 74) W.T.H.van Oers, H.Haw, N.E.Davison, A.Ingemarsson,
B.Fagerström, G.Tibell, Phys. Rev. C10 (1974) 307
- (Wag 69) R.Wagner, P.D.Miller, T.Tamura, and H.Marshak,
Phys. Rev. 139 (1969) 29
- (Web 81) R.Weber, J.Kern, U.Kiebele, J.A.Pinston, B.Aas,
I.Beltrami, Th.Bernold, K.Bongardt, Th.V.Ledebur,
H.J.Leisi, W.Ruckstuhl, G.Strassner, A.Vacchi,
Phys. Lett. 98B (1981) 343
- (Wei 78) W.G.Weitkamp, W.Grüebler, V.König, P.A.Schmelzbach,
R.Risler, and B.Jenny, Nucl. Phys. A311 (1978) 29
- (Wei 81) A.Weipert, private Mitteilung (1981)

- (Wie 72) K.Wienhard, G.Clausnitzer, G.Hartmann
Z. Physik 256 (1972) 457
- (Wol 54) L.Wolfenstein, Phys. Rev. 96 (1954) 1654

Ich danke:

Herrn Professor Dr. E. Finckh für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit und für die Möglichkeit, sie am Institut durchführen zu können.

Herrn Dr.rer.nat.habil. W.Kretschmer für die Anregung zu dieser Arbeit und seiner ständigen Bereitschaft, alle auftretenden Probleme zu diskutieren.

Herrn Dipl.-Phys. P. Urbainsky für das Erstellen des Analyserprogrammes.

Herrn Dr. H. Clement für viele hilfreiche Diskussionen.

Allen Mitarbeitern für ihre bereitwillige Hilfe bei der Durchführung der langwierigen Experimente.

Der mechanischen Werkstatt für die sorgfältige Ausführung der apparativen Arbeiten.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Sach- und Personalmitteln zur Durchführung dieser Arbeit.

Lebenslauf

Herbert Löh

geboren am:	10. April 1950 in Nürnberg
Eltern:	Exportkaufmann Kurt Löh und seine Ehefrau Barbara Löh, geb. Thurn
Familienstand:	verheiratet seit 30. April 1980 mit Ingrid Löh, geb. Edelmann
Schulen:	1956 - 1960 Volksschule in Nürnberg 1960 - 1969 Albrecht Dürer Gymnasium in Nürnberg (math. - nat. Gymnasium)
Wehrdienst:	1969 - 1970 Grundwehrdienst
Studium:	1970 - 1976 Studium der Physik in Erlangen
Prüfungen:	Oktober 1972 Diplom-Vorprüfung in Physik Juli 1976 Diplom-Hauptprüfung in Physik
Stellungen:	Seit 1.8.1976 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Erlangen, den 13. Juli 1981

